

TRANSMISSIONSGITTER ZUR SPEKTROSKOPIE KOSMISCHER RÖNTGENQUELLEN

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur Erlangung des Doktorgrades
vorgelegt von

PETER PREDEHL
aus Düsseldorf

Februar 1980

Transmissionsgitter

zur Spektroskopie

kosmischer Röntgenquellen

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten

der Friedrich-Alexander-Universität

Erlangen-Nürnberg

zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Peter Predehl

aus Düsseldorf

Februar 1980

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der

mündlichen Prüfung: 12. Februar 1980

Vorsitzender der

Promotionskommission: Professor Dr. H. Wegener, Erlangen

Erstberichterstatte: Professor Dr. H. Ruder, Erlangen

Zweitberichterstatte: Professor Dr. J. Trümper, Garching



Inhaltsverzeichnis

A.	Einleitung	5
B.	Herstellung der Transmissionsgitter	11
C.	Theorie	20
C.I.	Kirchhoffs Formulierung des Huygensschen Prinzips	20
C.II.	Beugung am Gitter	24
C.III.	Effizienz des Transmissionsgitters	27
C.IV.	Spektrales Auflösungsvermögen	32
C.IV.1	Gitterfehler	32
C.IV.2	Abbildungsfehler	34
C.V.	Kohärenz	38
C.VI.	Photonenstatistik	40
D.	Messungen	42
D.I.	Spektrales Auflösungsvermögen	42
D.II.	Effizienzmessungen	45
D.II.1	Messungen im Röntgenbereich	46
D.II.2	Messungen im extremen Ultraviolett	62
D.III.	Messungen am Gitterring	68
E.	Spektroskopische Möglichkeiten	79
E.I.	Thermische Emissionen eines dünnen Plasmas	79
E.II.	Übertragungsfunktion des Spektroskops	86
E.II.1	Sensitivität	86
E.II.2	Spektrales Auflösungsvermögen	88

E.III.	Diskussion der Spektren	90
F.	Bestimmung des Brechungsindex von Gold	99
F.I.	Bestimmung durch Absorption oder Reflexion	100
F.II.	Bestimmung durch Gittermessungen	101
	Zusammenfassung	105
	Literaturverzeichnis	108
	Danksagung	110
	Lebenslauf	111

A. Einleitung

Vierhundert Jahre, nachdem zum erstenmal ein Fernrohr auf den Himmel gerichtet wurde, hat die optische Astronomie mächtige Konkurrenz bekommen. Durch die stürmische technische Entwicklung vor allem nach dem zweiten Weltkrieg gelang es, astronomische Beobachtung auch in anderen Spektralbereichen durchzuführen. In dieser relativ kurzen Zeit gewann man durch zahlreiche Entdeckungen zum Teil völlig neue Einblicke in die Physik des Kosmos. Die größten Erfolge dabei konnte bisher die Radioastronomie für sich verbuchen.

Eines der jüngsten und technisch anspruchvollsten Gebiete ist die Röntgenastronomie, die erst zum Zuge kam, als man mit Ballonen, Höhenforschungsraketen und Satelliten stabilisierte Beobachtungsplattformen außerhalb der Erdatmosphäre geschaffen hatte. Ihre Geschichte begann mit dem Nachweis der solaren Röntgenemission mit Hilfe einer Lochkamera und eines photographischen Films (Burnight, 1949). Später verfeinerte man diese primitive Anordnung durch die Verwendung Fresnelscher Zonenplatten als Abbildungsoptik (Russel et al., 1966; Bräuninger et al., 1971). Für spektroskopische Zwecke konnten sie mit Filtern, Reflexionsbeugungsgittern und Bragg-Kristallen kombiniert werden. Solche Experimente wurden bis in die jüngste Zeit bei Raketenflügen eingesetzt (Härle, 1980).

Für die Beobachtung extrasolarer Röntgenquellen waren diese Experimente zu unempfindlich. Man benutzte daher für diese Zwecke großflächige Proportionalzähler mit vorgesetzten mechanischen Kollimatoren. Damit erreichte man eine räumliche Auflösung von einigen Quadratgrad. Da mit solchen Detektoren eine gewisse Energiediskriminierung möglich ist, konnte auch Spektroskopie geringer Auflösung betrieben werden ($\lambda/\Delta\lambda \sim 3$). Meilensteine dieser Entwicklung war die Entdeckung der ersten extrasolaren Röntgenquelle, Sco X-1 (1962) und der Start des ersten Röntgensatelliten "Uhuru" (1970), der mit seiner Himmelsdurchmusterung über dreihundert neue Quellen fand.

Ein entscheidender Durchbruch wurde erzielt, als es gelang, abbildende Spiegeloptiken zu entwickeln, um mehr Sammelfläche bei gleicher Detektorfläche zur Verfügung zu haben. Damit wurde eine höhere Sensitivität und eine bessere Unterdrückung der Hintergrundstrahlung, also ein besseres Signal-Rausch Verhältnis erreicht. Die Verwendung solcher Spiegeloptiken basiert auf einem Vorschlag von R.Giacconi und B.Rossi (1964), sogenannte Wolterteleskope für die Röntgenastronomie zu nutzen. Das Funktionsprinzip wurde von H.Wolter (1952) ursprünglich für die Zwecke der Röntgenmikroskopie erfunden: Da der Brechungsindex jeder Materie unter Normalbedingungen im Röntgenbereich kleiner als eins ist, kann Reflexion nur im Bereich der Totalreflexion, d.h. bei streifendem Einfall erfolgen. Die Verwendung von Paraboloiden führt aber wegen Verletzung der Abbeschen Sinusbedingung zu erheblichen Bildfehlern, die sich erst durch eine zweite Reflexion an einem coaxialen Hyperboloid vermeiden lassen (Abb.1).

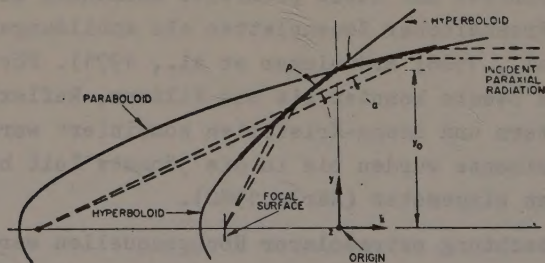


Abb.1 Röntgenspiegelteleskop nach H.Wolter

Man erhält schlanke Teleskope mit ringförmiger Apertur, wobei zur Erhöhung der Sammelfläche mehrere Schalen ineinander genestet werden können. Die Abbildungseigenschaften hängen neben dem systembedingten Zerstreungskreis (Van Speybroek et al., 1972) einmal von der Form- und Justiergenauigkeit der Schalen, zum anderen von der

Mikrorauhigkeit der Spiegeloberfläche ab, wodurch die Streuung und damit der Kontrast der Abbildung bestimmt wird. Wolterteleskope sind in einem Wellenlängenbereich zwischen $2\text{\AA}$ und $120\text{\AA}$ ("weiche Röntgenstrahlung") verwendbar.

Das Bild in der Fokalebene kann mittels photographischem Film oder ortsempfindlichen Detektor nachgewiesen werden. Von der ersten Möglichkeit wurde bei dem Apollo Telescope Mount Solar Observatory Project (ATM) auf Skylab Gebrauch gemacht (Vaiana, 1977). Ortsempfindliche Detektoren wie z.B. Vieldraht-Proportionalzähler oder Channelmatrix-Detektoren verwendet man, wenn eine höhere Empfindlichkeit erforderlich ist, und/oder das Experiment, wie bisher bei unbemannten Satelliten üblich, nicht geborgen werden kann.

Der 1978 gestartete Röntgensatellit HEAO-B ("Einstein-Observatorium") hat das bisher größte und empfindlichste Experiment an Bord, bestehend aus einem vierschalligen Wolterteleskop mit einem Durchmesser der äußersten Schale von 60cm und einer Sammelfläche von ca. 500cm^2 . Als Detektoren dienen wahlweise ein Proportionalzähler oder eine Channelmatrix.

Kombiniert man ein Wolterteleskop mit einem Transmissionsgitter als dispersivem Element, so ist man in der Lage, Spektroskopie mittlerer Auflösung ($\lambda/\Delta\lambda \sim 10^2$) zu betreiben. Solche Objektivgitter wurden sowohl bei ATM als auch bei HEAO-B eingesetzt. Mit dem HEAO-B -Gitter konnten allerdings wegen seiner schlechten Eigenschaften nur wenige Ergebnisse gewonnen werden.

Auf diesem Satelliten wurde auch ein Bragg-Kristall-Spektrometer verwendet. Diese Art von Spektroskopie besitzt den Vorteil der hohen Auflösung ($\lambda/\Delta\lambda \lesssim 10^4$), allerdings auch den Nachteil, daß nicht das ganze Spektrum auf einmal gemessen werden kann. Dies bedingt neben einer aufwendigen und damit störanfälligen Mechanik eine wesentlich längere Beobachtungszeit.

Eine weitere Möglichkeit der hochauflösenden Spektroskopie besteht in der Verwendung von Reflexionsgittern. Zu diesem Zweck ist diskutiert worden, die Hyperboloidsektion des Teleskops gleichzeitig als (rotationssymmetrisches) Gitter auszubilden. Neben der geringeren Effizienz gegenüber Transmissionsgitter besteht der Nachteil darin, daß ein solches Instrument nur noch ausschließlich für Spektroskopie verwendet werden kann. Wie schon erwähnt, kann breitbandige Spektroskopie mit Proportionalzählern allein betrieben werden. Ihr Vorteil liegt in der großen Sensitivität, da auf zusätzliche dispersive Elemente verzichtet werden kann.

Durch den Kompromiß zwischen Auflösungsvermögen und Empfindlichkeit ist man mit Hilfe der Transmissionsgitterspektroskopie in der Lage, Kontinuum und Linienemission auch relativ schwacher Quellen zu bestimmen, um somit Aussagen über Temperatur und Elementhäufigkeiten machen zu können. Geeignete Beobachtungsobjekte sind vor allem heiße (10^6 - 10^7 K) Quellen, da für diesen Temperaturbereich das Maximum der spektralen Intensitätsverteilung gerade im weichen Röntgenbereich liegt. Solch hohe Temperaturen treten z.B. in Doppelsternsystemen mit einer kompakten, Masse-akkretierenden Komponente (Her X-1) oder sehr heißen weißen Zwergen (HZ 43) auf. Ausgedehnte Quellen, wie z.B. Supernovaüberreste (Vel X, Cygnus-loop) lassen sich dann untersuchen, wenn in ihren Emissionen genügend kleine, signifikante Inhomogenitäten enthalten sind. Erkenntnissen über die Elementhäufigkeiten im interstellaren Medium können gewonnen werden, da erwartet wird, daß es Absorptionslinien in den Spektren starker Röntgenquellen hervorruft (Walker, 1976).

Am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) ist zur Zeit ein Experiment zur Erforschung des Röntgenhimmels in Vorbereitung, dessen Kernstück ein vierschauliges Wolterteleskop mit einem Durchmesser der äußersten Schale von 80cm und einer Sammelfläche von ca. 1200cm^2 ist.

Dieses Instrument soll in einer einjährigen Mission auf einem freifliegenden Satelliten ("Robisat") dazu verwendet werden, erstmalig eine genaue Kartographierung des Röntgenhimmels durchzuführen. Man erwartet dabei die Entdeckung einiger hunderttausend neuer Quellen, deren Identifizierung mit bekannten Objekten es erlaubt, aus der Unzahl an bekannten, zum großen Teil aber uninteressanten Objekten jene herauszufiltern, deren Untersuchung besonders lohnend erscheint, da Röntgenstrahlung bevorzugt von solchen Quellen ausgesandt wird, deren Physik noch weitgehend unverstanden ist, wie z.B. Quasaren, Seyfert-Galaxien, Neutronensternen, schwarzen Löchern usw. Da Robisat vom Space Shuttle geborgen werden soll, kann das Instrument wiederverwendet werden, um in späteren Missionen Einzeluntersuchungen an ausgewählten Objekten durchzuführen. Für spektroskopische Zwecke soll es dann mit einem Transmissionsgitter versehen werden.

Seit einigen Jahren wird am MPE in Zusammenarbeit mit der Firma Dr. Johannes Heidenhain GmbH, Traunreut, die Entwicklung freitragender Transmissionsgitter hoher Linienzahl vorangetrieben. Die Hauptschwierigkeit der Herstellung liegt dabei im Verzicht auf jegliches Trägermaterial, welches die Röntgenstrahlung absorbieren würde. Erreicht wurden bisher Gitter mit 2000 Linien/mm bei einer Größe von 20mm x 20mm. Das Gesamtgitter muß daher aus einzelnen Facetten zusammengesetzt werden. Dies ist durchaus kein Nachteil, da die Kombination Teleskop-Gitter Abbildungsfehler hervorruft, die durch eine geeignete Krümmung des Gitters beseitigt werden können. Diese Krümmung läßt sich durch eine entsprechende Anordnung der einzelnen Facetten relativ einfach erreichen (Beuermann et al., 1978).

Neben den Abbildungseigenschaften, welche das spektrale Auflösungsvermögen beeinflussen, ist die Effizienz des Gitters, also das Verhältnis von nutzbarer zu einfallender Intensität, von Interesse. In Wellenlängenbereichen mit anomaler Dispersion des Gittermaterials (Gold) werden die Stege transparent, und Wellen, welche durch die

Stege des Gitters laufen, tragen mit veränderter Amplitude und Phase zur Interferenz bei (Schnopper et al., 1977; Bräuninger et al. 1979a).

In der vorliegenden Arbeit wird über die Entwicklung dieser Gitter und ihrer röntgenoptischen Eigenschaften berichtet. Die spektroskopischen Möglichkeiten bei der Beobachtung thermischer Plasmen werden diskutiert und ein neues Verfahren zur Bestimmung komplexer Brechungsindizes im Röntgenbereich vorgestellt.

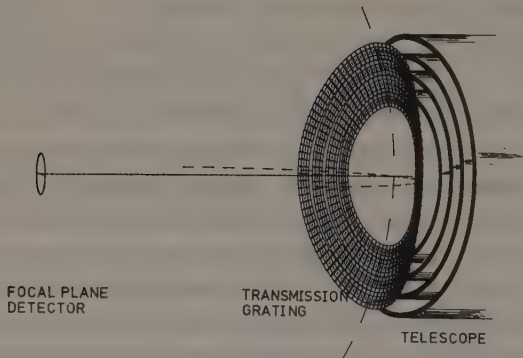


Abb.2 Schematische Darstellung eines Röntgenspektroskops zur Beobachtung kosmischer Quellen, bestehend aus Wolterteleskop, Transmissionsgitter und Fokaldetektor. Zur Vermeidung von Abbildungsfehlern besitzt das Gitter eine toroidale Krümmung.

B. Herstellung der Transmissionsgitter

Erste Versuche zur Herstellung von Transmissionsgittern für die Zwecke der Röntgenastronomie wurden vor mehr als 10 Jahren gemacht (Gursky et al., 1966). Diese Gitter wurden später erfolgreich bei dem erwähnten ATM-Experiment eingesetzt. Die Herstellung erfolgte, indem ein etwa $1\mu\text{m}$ dickes Parylen-Replika eines konventionell geritzten Reflexionsgitters mit 1440 l/mm unter flachem Winkel mit Gold bedampft wurde. (Abb.3).

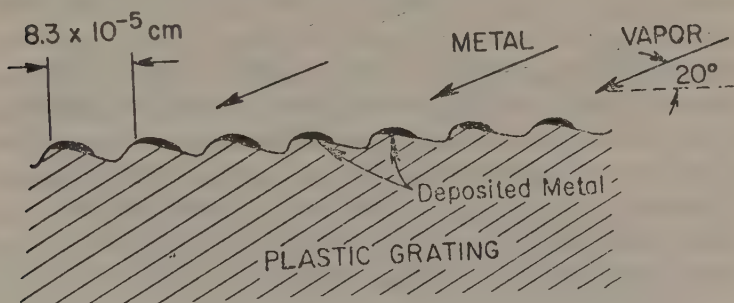


Abb.3 Herstellung des ATM-Gitters: Gold wird unter flachem Winkel auf ein entsprechend strukturiertes Plastiksubstrat aufgebracht (nach Gursky et al., 1966).

Der Nachteil dieses Gitters bestand in der starken Wellenlängenabhängigkeit seiner Effizienz: unterhalb von $\lambda \sim 10\text{\AA}$ wurden die nur etwa $0.1\mu\text{m}$ dicken Goldstege transparent, oberhalb von $100\text{\AA}$ die Lücken opak, da etwas Gold auch die "Täler" der Plastikfolie gelangte. Unterhalb von $45\text{\AA}$ absorbierte die Folie selbst (Kohlenstoff K-Absorptionskante).

Um diese Nachteile zu vermeiden, suchte man nach Wegen, freitragende Gitter zu entwickeln, die zu ihrer Stabilität nur ein grobes Stützgitter, aber kein die Strahlung absorbierendes Substrat benötigten. Dazu wurden zwei Ver-

fahren entwickelt, die beide in analoger Weise zur Herstellung von Fresnelschen Zonenplatten verwendet wurden. Beiden gemeinsam ist der letzte Schritt der Herstellung: Eine ebene Glasplatte wird mit einer dünnen Metallschicht bedampft und mit Photolack belegt, welcher mit einem Streifenmuster belichtet wird. Die nach der Entwicklung im Lack entstehenden Gräben werden mit Gold galvanisch aufgefüllt, wobei die Metallschicht als Elektrode dient. Anschließend wird auf das Ganze wiederum Photolack aufgebracht, und in einem identischen Vorgang das Stützgitter hergestellt. Durch ein Säurebad wird das Gitter von der Unterlage präpariert und in einen Rahmen geklebt. Der wesentliche Unterschied beider Verfahren liegt in der Erzeugung des Streifenmusters. Eine Gruppe des Laboratory for Space Research in Utrecht/Niederlande benutzt dazu die Interferenz eines aufgespalteten Laserstrahls. (Dijkstra, 1966; Abb.4). Diese Methode geht auf ein entsprechendes Verfahren der Zonenplattenherstellung (Rudolph u. Schmahl, 1969) zurück.

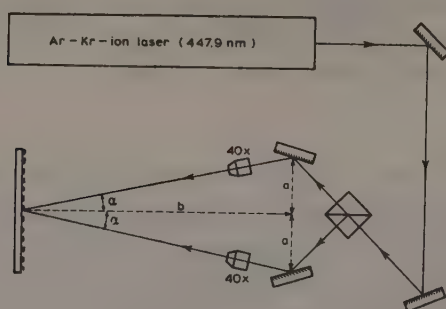


Abb.4 Gitterherstellung nach der Utrechter Methode (Dijkstra, 1976). Als Vorlage dient das Interferenzmuster eines aufgespalteten Laserstrahls. Der Abstand der Interferenzstreifen ist für genügend kleine Winkel α gegeben durch $d = \lambda / 2 \sin \alpha$

Die Methode besitzt allerdings einen gravierenden Nachteil: die Intensitätsverteilung des Interferenzmusters gehorcht einem $(\sin x/x)^2$ -Gesetz, welches keine rechteckigen Stegprofile zuläßt. Die Ausbildung von stehenden Wellen im Photolack begrenzt die Schichtdicke auf etwa $\lambda/2$ (Boivin, 1973; Dijkstra et al., 1977). Als Folge wird das Gitter vor allem bei kurzen Wellenlängen ($\leq 15\text{\AA}$) ineffizient.

Wird das Streifenmuster durch Schattenwurf an einem Negativ erzeugt, können diese Nachteile vermieden werden, da man nicht auf die Verwendung von monochromatischem Licht angewiesen ist. Ein entsprechendes Verfahren wurde von der Firma Dr. Johannes Heidenhain GmbH in Kooperation mit unserem Institut entwickelt (Bräuninger et al., 1979b). Auch diese Methode wurde in entsprechender Weise zur Herstellung von Zonenplatten benutzt. In einem ersten Schritt werden mit einer Diamantspitze Linien in eine auf Glas gedampfte Metallschicht geritzt. Durch Luftlagerung und interferometrische Kontrolle der Teilmaschine können die akkumulierten Fehler auf einer Fläche von $20\text{mm} \times 20\text{mm}$ kleiner als $0.1\mu\text{m}$ gehalten werden. Um eine übermäßige Abnutzung des Diamanten zu vermeiden, wird die Metallschicht nicht vollständig abgetragen. Dadurch reicht der optische Kontrast nicht aus, um dieses Original als Arbeitsnegativ zu verwenden. Dieses wird deshalb in einem zweiten Schritt durch photolithographisches Umkopieren des Originals hergestellt. Bei diesem Vorgang kann das Strich-Lücke Verhältnis noch geringfügig korrigiert, und kleinere Fehler beim Ritzen herausgemittelt werden.

Mit diesem Verfahren ist es gelungen, freitragende Transmissionsgitter mit 1000 l/mm und 2000 l/mm herzustellen. Zu Beginn der Gitterentwicklung wurden auch interferographisch hergestellte Originale mit 1000 l/mm ähnlich den Utrechter Gittern verwendet. Wir machten jedoch die Erfahrung, daß sie nicht die Qualität mechanisch geritzter Originale erreichten (Abb.5-8).



Abb.5 Interferographisches Original mit 1000 l/mm (oben),
mechanisch geritztes Original mit 2000 l/mm. Der Maßstab
erklärt sich aus dem Abstand zweier benachbarter Linien;
dieser beträgt $1\mu\text{m}$ bzw. $0.5\mu\text{m}$.
(Elektronenmikroskop-Photographien: Fa. Heidenhain)

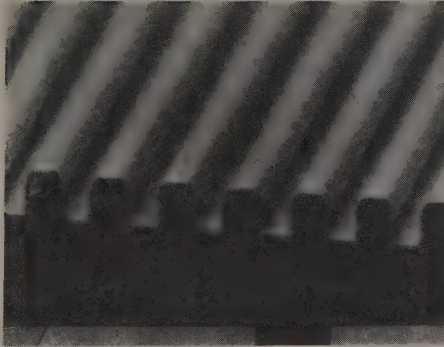
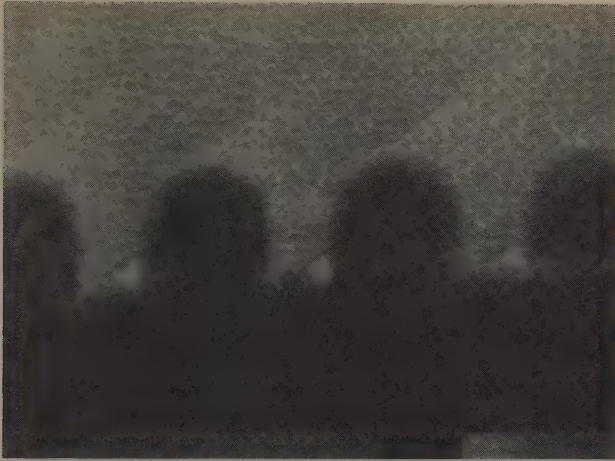


Abb.6 Belichteter und entwickelter Photolack auf Glasplatte. Replika von interferographischem Original mit 1000 l/mm (oben) bzw. mechanisch geritztem Original mit 2000 l/mm (unten). Die Gräben werden galvanisch mit Gold aufgefüllt. Dieses wird von Glasplatte und Lack durch Säure gelöst und bildet das fertige Gitter. (EM-Photos: Heidenhain)

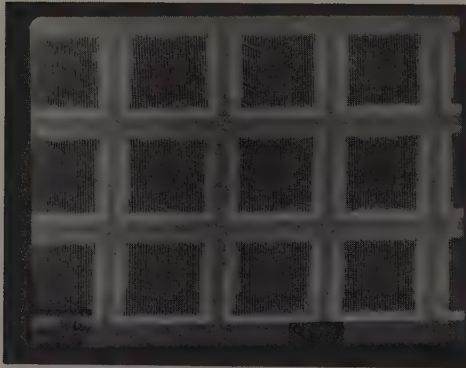
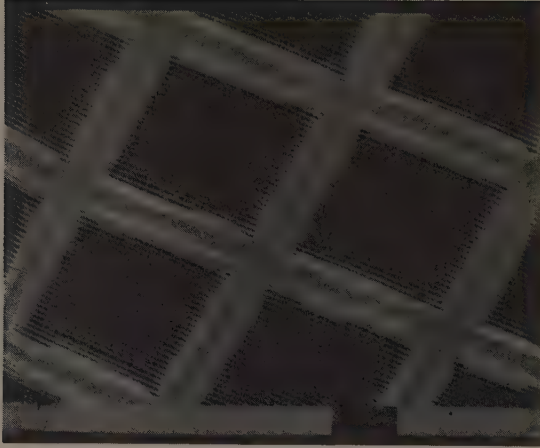


Abb.7 Fertige Gitter (Replikas von mechanisch geritzten Originalen). Oben: 1000 l/mm; das Gitter wird durch ein Stützgitter mit einer Maschenweite von $33\mu\text{m} \times 33\mu\text{m}$ stabilisiert. Unten: 2000 l/mm, Stützgitter $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$ (Elektronenmikroskop-Photographie: Fa. Heidenhain)

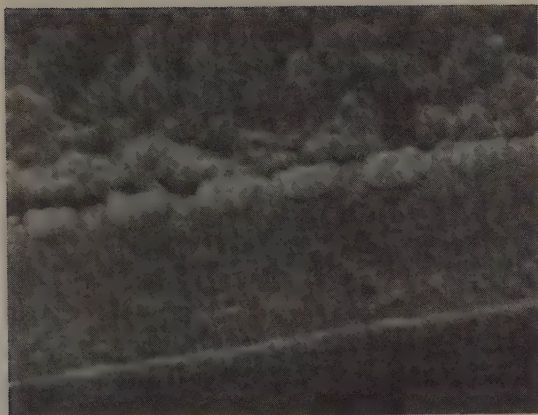


Abb.8 Stegprofile eines Gitters (Replika von interferographischem Original mit 1000 l/mm. Dazu wurde das Gitter in Epoxyharz eingebettet und gebrochen.
(EM-Photo: Fa. Heidenhain)

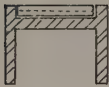
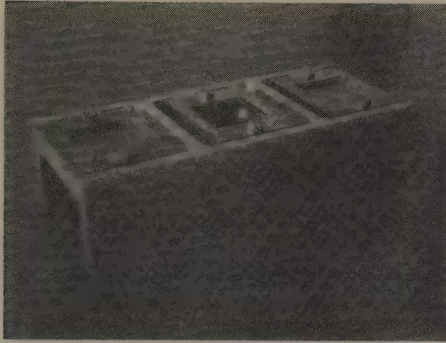
Die Qualität eines Röntgen-Transmissionsgitters wird neben seiner Linienzahl/mm, wodurch die Dispersion und damit das erreichbare spektrale Auflösungsvermögen gegeben ist, vor allem durch seine Effizienz bestimmt. Da für die Spektroskopie die erste Beugungsordnung benutzt wird, wird ein Steg-Lücke Verhältnis von 1:1 angestrebt. Dies hat außer einer maximalen Effizienz dieser Ordnung auch eine Unterdrückung aller geradzahligen Ordnungen zur Folge, was im Hinblick auf die Interpretation von gemessenen Spektren wünschenswert ist. Die Effizienz kann weiter erhöht werden, wenn die Stegdicke so gewählt wird, daß die durch die teilweise transparenten Stege laufenden Wellen eine Phasenverschiebung von 180° erfahren. Dies ist bei Dicken von etwa $0,3\mu\text{m}$ der Fall.

Umweltbelastungen:

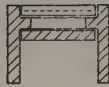
Die Gitter sind mit einem Stützgitter versehen, welches ihre Stabilität gegenüber mechanischen Belastungen gewährleisten, andererseits aber nicht zu viel von ihrer Fläche abdecken soll. Es zeigte sich, daß eine genügende Stabilität gegeben ist, wenn die freie Länge der Gitterstege etwa 50mal ihre Dicke nicht übersteigt. Um die abdeckende Fläche zu verkleinern, wurde der Versuch gemacht, zwei von drei Stützstegen quer zur eigentlichen Gitterstegrichtung wegzulassen. Dieses Stützgitter besaß eine Maschenweite von $33\mu\text{m} \times 99\mu\text{m}$. Unter Laborbedingungen ergab sich daraus keine Beeinträchtigung.

Bei einem Satellitenstart sind die Gitter jedoch erhöhten Belastungen, im wesentlichen Schall und Vibrationen, ausgesetzt. Letztere stellen kein Problem dar, wohl wegen der geringen Größe und des Gewichts der Facetten. Die Widerstandsfähigkeit gegenüber Schallbelastungen ("weißes Rauschen") wurde in verschiedenen Einbaukonfigurationen getestet. Einen Schallpegel von 136 dB überstanden alle Gitter, 150 dB nur diejenigen, die auf einer Seite ohne Hohlraum abgedeckt waren. Nach den Spezifikationen der NASA treten im Inneren des Space Shuttle während des Starts für 20 sec 145 dB und für 60 sec 136 dB auf. Die Gitter sind sicher geringeren Belastungen ausgesetzt, da sie sich im Inneren der dämpfenden Nutzlaststruktur befinden. Sollte deren Einfluß nicht ausreichen, um den Gitterring freistehend im Strahlengang zu belassen, so muß er für die Startphase gegen eine Abdeckplatte gefahren werden. Mit diesen Maßnahmen kann erwartet werden, daß die Gitter den Start überstehen werden.

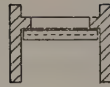
Daß Schallbelastungen ein ernstes Problem darstellen, zeigte sich bei HEAO-B, dessen ursprünglich freitragende Transmissionsgitter nachträglich mit einer Plastikfolie versehen werden mußten, woraus ihre schlechten Eigenschaften resultierten.



150 dB



145 dB



140 dB



136 dB

Abb.9 Schalltest: Halterung mit eingebauten Gittern (oben), schematische Darstellung der Einbaukonfigurationen mit Angabe des maximalen Schallpegels, den die Gitter überstanden (unten). Die Gitter besaßen eine Fläche von $20\text{mm} \times 20\text{mm}$ und eine Gitterkonstante $d=1\mu\text{m}$. Das Stützgitter hatte eine Maschenweite $33\mu\text{m} \times 33\mu\text{m}$.

C. Theorie

C.I. Kirchhoffs Formulierung des Huygensschen Prinzips

Die Phänomene der Beugung können durch Integration der Maxwell-Gleichungen unter Benutzung der durch die beugende Pupille vorgegebenen Randbedingungen bestimmt werden. Gerade die genaue Kenntnis der Randbedingungen gestalten die mathematische Behandlung als so schwierig, daß exakte Lösungen nur für wenige Spezialfälle bekannt sind. Für viele Anwendungen hat sich daher das Huygenssche Prinzip bzw. seine auf Kirchhoff zurückgehende Formulierung als hinreichend erwiesen. Dabei werden die exakten Randwerte durch genäherte ersetzt. Es soll zunächst die Kirchhoffsche Beugungstheorie skizziert werden, um zu einer speziellen Formulierung des Huygensschen Prinzips zu gelangen, welche eine elegante Behandlung des Beugungsgitters gestattet.

Nach Born u. Wolf (1965) und Sommerfeld (1959) seien U U' Lösungen der skalaren Wellengleichung

$$(\Delta + k^2) U = 0 \quad (1)$$

im Volumen τ mit der Randfläche S . Die Integration geschieht mit Hilfe des Greenschen Satzes:

$$\int (U \Delta U' - U' \Delta U) d\tau = \int (U \frac{\partial U'}{\partial n} - U' \frac{\partial U}{\partial n}) dS \quad (2)$$

Für U' setzt man eine Kugelwelle an:

$$U' = \frac{a e^{ikr}}{r}, \quad k = 2\pi/\lambda \quad (3)$$

Dabei wird üblicherweise der Zeitfaktor $\exp(-i\omega t)$ weggelassen. Der Punkt P (Abb.10) muß wegen $r \rightarrow 0$ von der Integration durch eine infinitesimal kleine Kugel ausgeschlossen werden. Deren Oberflächenintegral ist $-4\pi U_P$.



Das Volumenintegral verschwindet, weil U und U' die Wellengleichung lösen.

Abb.10 zur Integration der Wellengleichung mittels Greenschem Satz

Damit wird aus (2):

$$U_P = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left\{ U \frac{\partial}{\partial n} \left(-\frac{e^{ikr}}{r} \right) - \frac{e^{ikr}}{r} \frac{\partial U}{\partial n} \right\} dS \quad (4)$$

Um die Lichterregung im Punkt P hinter einem ebenen undurchlässigen Schirm S mit einer Öffnung A (Abb.11), welche durch eine Lichtquelle in Punkt P' hervorgerufen wird zu bestimmen, ersetzt man das Integral durch zwei Teilintegrale über S bzw. A.

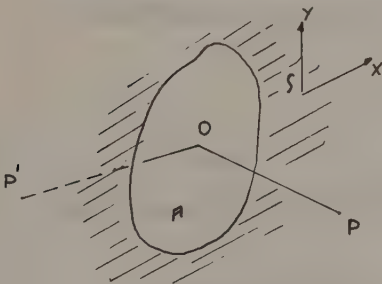


Abb.11a

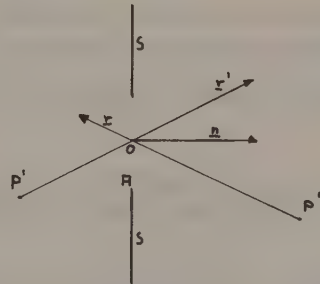


Abb.11b

Lichterregung in einem Punkt P, hervorgerufen durch eine Lichtquelle in P'. Zwischen P und P' befindet sich ein undurchsichtiger Schirm S mit einer Öffnung A. Die von P bzw. P' ausgehenden Radiusvektoren $\underline{r}$ bzw. $\underline{r}'$ schneiden sich in der Schirmebene im Punkt O.

Die Randbedingungen seien gegeben durch:

$$U = \frac{a e^{ikr'}}{r'} ; \quad \frac{\partial U}{\partial n} = \frac{a e^{ikr'}}{r'} \left[ik - \frac{1}{r'} \cos(\underline{n}, \underline{r}') \right] \quad \text{auf } A \quad (5)$$

$$U = 0 ; \quad \frac{\partial U}{\partial n} = 0 \quad \text{auf } S$$

Auf die mathematische Überbestimmtheit ging Sommerfeld (1959) ein. Den hier angeführten Randwerten widerspricht die Tatsache, daß beim Übergang elektromagnetischer Strahlung von einem Medium in ein anderes Stetigkeitsbedingungen zu erfüllen sind. Aus den Maxwell-Gleichungen ergibt sich auch ein verschiedenes Verhalten der Parallel- und Normalkomponenten des $\underline{E}$ - bzw. $\underline{H}$ -Feldes, d.h., die Strahlung wird polarisiert. Wie schon erwähnt, sind Lösungen unter Einschluß der exakten Randbedingungen nur für einige Spezialfälle (z.B. der sehr enge Spalt A oder die Halbebene) bekannt. Verschiedene Rechnungen (Sommerfeld, 1959; Madden, 1958; Van den Berg, 1971) machen jedoch deutlich, daß für beugende Strukturen bis zur Größenordnung der Wellenlänge die Kirchhoffsche Näherung ausreichend ist. Damit ist nachträglich auch der skalare Ansatz gerechtfertigt.

Mit (5) folgt aus (4):

$$U_p = -\frac{ia}{2\lambda} \iint_A \frac{e^{ik(r+r')}}{rr'} \cos(\underline{n}, \underline{r}) - \cos(\underline{n}, \underline{r}') dS \quad (6)$$

Sind die Abmessungen der Apertur klein gegen ihren Abstand von Lichtquelle P' und Beobachter P, so läßt sich der trigonometrische Term zu $1 + \cos \chi$, mit $\chi = (\underline{n}, \underline{r}) - (\underline{n}, \underline{r}')$ vereinfachen und als unveränderlich vor das Integral ziehen. Der "Inklinationsfaktor"

$$- \frac{i}{2\lambda} (1 + \cos \chi) \quad (7)$$

wurde schon in der Fresnelschen Formulierung des Huygensschen Prinzips herangezogen, um die in der ursprünglichen Theorie möglichen rückwärts laufenden Wellen verhindern zu können (Jenkins et al., 1957). r und r' in (6) lassen sich ersetzen:

$$\begin{aligned} r &= R + \Delta & r' &= R' + \Delta' & \text{mit} & & (8) \\ \Delta &\ll R & \Delta &\ll R' \end{aligned}$$

Δ bzw. Δ' lassen sich entwickeln:

$$\begin{aligned} \Delta &= x \cdot \sin \alpha + y \cdot \sin \beta + \frac{x^2 + y^2}{2R} \\ \Delta' &= x \cdot \sin \alpha' + y \cdot \sin \beta' + \frac{x^2 + y^2}{2R'} \end{aligned} \quad (9)$$

α' und β' bezeichnen die Winkel der einlaufenden Welle mit der Flächennormale $\underline{n}$ der Schirmebene in x - bzw. y -Richtung, α und β die der auslaufenden. Damit wird aus Gleichung (6):

$$U_p = C \iint_A e^{ik(\Delta + \Delta')} dS \quad (10)$$

Die Intensität in P ist das Betragsquadrat der Amplitude:

$$I_p = U_p U_p^* \quad (11)$$

Bei Normierung auf die gesamte durch die Öffnung A hindurchtretende Intensität fällt die Konstante C weg und es gilt:

$$\frac{I_p}{I_o} = \frac{1}{A^2} U_p U_p^* \quad (12)$$

Die quadratischen Terme in (9) lassen sich vernachlässigen, wenn sie klein gegen die Wellenlänge sind (Fraunhofer-Beugung). Die Berechnung des Integrals (10) wird elementar. Mit den Bezeichnungen (Stroke, 1967)

$$u = \frac{\sin \alpha + \sin \alpha'}{\lambda} \quad \text{und} \quad v = \frac{\sin \beta + \sin \beta'}{\lambda} \quad (13)$$

wird aus (10):

$$F(u,v) = \iint f(x,y) e^{2\pi i(ux + vy)} dx dy \quad (14)$$

wobei gilt:

$$\begin{aligned} f(x,y) &= 1 && \text{innerhalb} \\ & && \text{der Öffnung} \\ f(x,y) &= 0 && \text{außerhalb} \end{aligned} \quad (15)$$

Ersichtlich ist die Amplitudenverteilung $F(u,v)$ des Beugungsbildes die Fourier-Transformierte der Pupillenfunktion $f(x,y)$.

C.II. Beugung am Gitter

Die Fourier-Transformations-Darstellung gestattet es, Beugung an Transmissionsgitter durch die Definition der Pupillenfunktion relativ einfach zu bestimmen. Wegen der Orthogonalität von u und v läßt sich das Problem eindimensional behandeln. Die Pupillenfunktion des Transmissionsgitters setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen:

a) Spalt

$$f(x) = 1 \quad \text{für } -A/2 \leq x \leq +A/2 \quad (16)$$

$$f(x) = 0 \quad \text{sonst}$$

$$F(u) = \int_{-A/2}^{+A/2} e^{2\pi i u x} dx = \frac{\sin(\pi u A)}{\pi u} \quad (17)$$

Für das erste Minimum dieser Funktion gilt:

$$u \cdot A = 1 \quad (18)$$

b) infinitesimal enge Spalte im Abstand d (Deltakamm)

$$d(x) = \sum_{p=-\infty}^{p=+\infty} \delta(x - pd) \quad (19)$$

Die Fouriertransformierte eines Deltakamms ist nach der Poissonbeziehung wieder ein Deltakamm:

$$D(u) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \delta\left(u - \frac{m}{d}\right) \quad (20)$$

Mit (13) erhält man daraus die Gittergleichung

$$\sin \alpha + \sin \alpha' = \frac{m \lambda}{d} \quad (21)$$

Dies bedeutet, daß eine einlaufende ebene Welle an einem Gitter in einen Satz diskreter ebener Wellen, welche alle der Gittergleichung genügen, gebeugt wird.

Die Erstreckung der Summe (20) von $-\infty$ bis $+\infty$ ist nicht ganz korrekt, da bei der Herleitung davon ausgegangen wurde, daß der Inklinationsfaktor (7) als wenig veränderlich vor das Integral gezogen werden kann. In unserem Fall ($d = 1\mu\text{m}$, $\lambda \sim 10\text{\AA}$) ist dies bis zur 40. Beugungsordnung mit einem Fehler von weniger als 1% erfüllt.

c) das durch $d(x)$ definierte Gitter ist durch die Apertur $f(x)$ begrenzt

$$E(u) = F(u) \otimes D(u) = \int f(x) \cdot d(x) \cdot e^{2\pi i u x} dx \quad (22)$$

Die Faltung einer Funktion mit einem Deltakamm entspricht einer Translation der Funktion:

$$E(u) = \sum_m \frac{\sin \pi A(u - \frac{m}{d})}{\pi(u - \frac{m}{d})} \quad (23)$$

Der Vergleich von (23) mit (17) zeigt, daß das Beugungsbild für jede "Beugungsordnung" m identisch dem der Apertur A ist. Damit ist die Intensitätsverteilung innerhalb der einzelnen Beugungsordnungen festgelegt.

d) Beliebige Gitterfunktion

Der Deltakamm $d(x)$ werde ersetzt durch eine beliebige periodische Funktion $g(x)$:

$$g(x) = e^{ik(\delta + i\beta)z(x)} \quad \text{mit } z(x) = z(x + d) \quad (24)$$

Durch die Funktion $g(x)$ erleidet die ankommende Welle eine Phasenverschiebung $e^{ik\delta z(x)}$ und eine Schwächung ihrer Amplitude $e^{-k\beta z(x)}$.

Da die Funktion $E(u)$ für alle ganzzahligen m gleich 1 ist, wird die Intensitätsverteilung auf die einzelnen Beugungsordnungen nur noch bestimmt durch:

$$\frac{I_m}{I_0} = \frac{1}{d^2} \left\{ \int_0^d e^{ik(\delta + i\beta)z(x)} e^{2\pi i u x} dx \right\}^2 \quad (25)$$

$z(x)$ werde mit der (periodisch veränderlichen) Dicke des Gitters interpretiert, $(\delta + i\beta)$ sei der Brechungsindex des Gittermaterials. (Der Realteil des Brechungsindex ist eigentlich $n = 1 - \delta$. Da es jedoch nur auf die Phasendifferenz gegenüber der unverschobenen Welle ankommt, ist die Ersetzung gerechtfertigt.)

Das Verhältnis I_m/I_0 wird als Effizienz des Gitters bezüglich der Beugungsordnung m bezeichnet.

C.III. Effizienz des Transmissionsgitters

Das Integral (25) ist analytisch lösbar, wenn eine Gitterperiode als Polygonzug dargestellt wird (Bräuninger, 1979a).

$$z(x) = z_1 + c_1(x - x_1) ; \quad z(x) = z(x + d) \quad (26)$$

Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{I_m}{I_0}(k) = \frac{1}{d^2} \left\{ \sum_1 \frac{e^{i \arccos \left(\frac{\beta \cdot c_1}{\sqrt{\beta^2 c_1^2 + (\delta c_1 + m\lambda/d)^2}} \right)}}{k \sqrt{\beta^2 c_1^2 + (\delta c_1 + m\lambda/d)^2}} \cdot \right. \\ \left. \cdot \left[e^{ik(\delta + i\beta)(z_1 + c_1 x_{1+1}) + ik \frac{m\lambda}{d} x_{1+1}} - e^{ik(\delta + i\beta)(z_1 + c_1 x_1) + ik \frac{m\lambda}{d} x_1} \right] \right\}^2 \quad (27) \end{aligned}$$

Für den speziellen Fall des rechteckigen Stegprofils reduziert sich (27) zu der schon von Schnopper et al. (1977) gefundenen Formel für $m \neq 0$:

$$\frac{I_m}{I_0}(k) = \left[\frac{\sin(\pi \frac{a}{d})}{\pi m} \right]^2 \left[1 + e^{-2k\beta z} - 2e^{-k\beta z} \cos(k\delta z) \right] \quad (28)$$

Der erste Term beschreibt das Beugungsbild eines Spaltes der Breite a , der zweite die Interferenz zwischen den Wellen, die durch den Spalt a , und den Wellen, die abgeschwächt und phasenverschoben durch den Steg laufen. Für die nullte Beugungsordnung gilt:

$$\frac{I_0}{I_0}(k) = \left(\frac{a}{d}\right)^2 + \left(1 - \frac{a}{d}\right)^2 e^{-2k\beta z} + 2\left(\frac{a}{d}\right)\left(1 - \frac{a}{d}\right)e^{-k\beta z} \cos(k\delta z) \quad (29)$$

Aus Gleichung (28) ist zu ersehen, daß (abgesehen von der nicht verwertbaren nullten Ordnung) maximale Effizienz für $m=1$ gegeben ist. Zwi Extremfälle lassen sich für das optimale Steg-Lücke Verhältnis 1:1 ($a/d=0.5$) diskutieren:

a) bei völlig opaken Stegen fallen die Interferenzterme weg ("Amplitudengitter"). Die Effizienzen betragen 25% für $m=0$, jeweils 10% für $m=\pm 1$, 1.12% für $m=\pm 3$ und 0% für alle geradzahigen Ordnungen.

b) bei völlig durchlässigen Stegen mit $\cos(k\delta z)=-1$ werden die Interferenzterme maximal ("Phasengitter"). Die Effizienzen betragen jeweils 40% für $m=\pm 1$ und 0% für $m=0$ oder gerade.

Im weichen Röntgenbereich variiert der Brechungsindex des Gittermaterials Gold sehr stark infolge von Absorptionskanten, die sich hauptsächlich im Bereich $\lambda < 15\text{\AA}$ (M-Kante) und $\lambda \sim 100\text{\AA}$ (N- und O-Kanten) auswirken. Die für die Rechnungen verwendeten Werte stammen von Aschenbach (1977) für den Bereich $\lambda < 35\text{\AA}$ und von Hagemann et al. (1974) für $\lambda > 35\text{\AA}$.

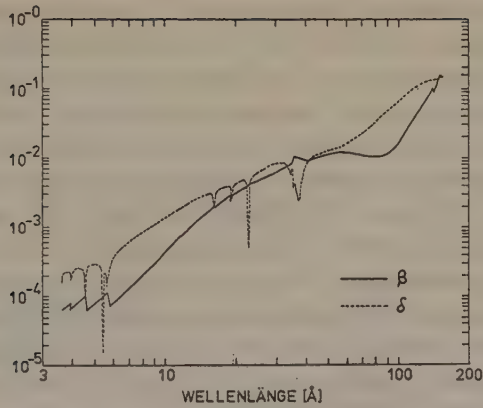


Abb.12 Verlauf des komplexen Brechungsindex von Gold im Röntgenbereich. Realteil := $\delta = 1-n$; Imaginärteil := β .

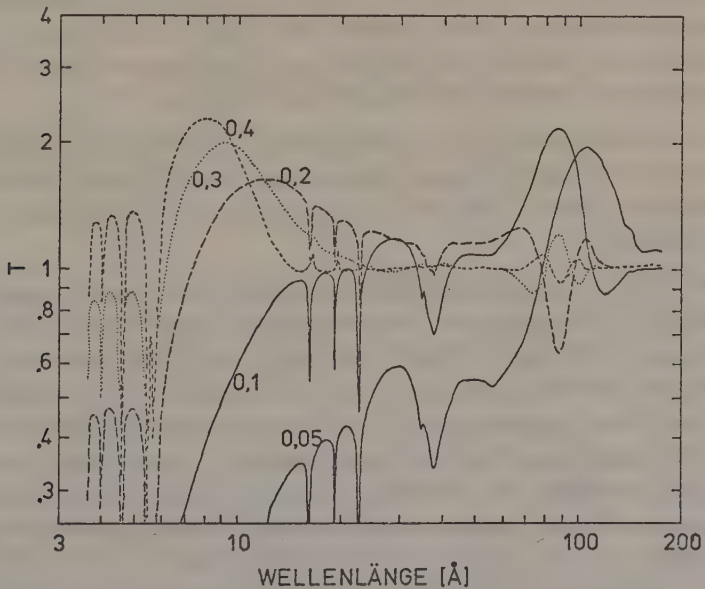


Abb.13 Verlauf des Interferenzterms aus Gleichung (28)

$$T = 1 + e^{-2k\beta z} - 2e^{-k\beta z} \cos(k\delta z)$$
 für die Stegdicken:
 $z = 0.05\mu\text{m}, 0.1\mu\text{m}, 0.2\mu\text{m}, 0.3\mu\text{m}$ und $0.4\mu\text{m}$.

Um den Einfluß der Stegdicke auf die Effizienz des Gitters darzustellen, wurde in Abb.13 der Interferenzterm aus (28) gegen die Wellenlänge für verschiedene z aufgetragen. Dabei entspricht $T=1$ dem Amplitudengitter und $T=4$ dem Phasengitter. Abgesehen von den scharfen, wegen ihrer geringen spektralen Breite nicht beobachteten Strukturen um $5\text{\AA}$ und $20\text{\AA}$ sind vor allem zwei Bereiche bemerkenswert. Für $z \approx 0,1\mu\text{m}$ besitzt T ein ausgeprägtes Maximum bei etwa $100\text{\AA}$. Mit zunehmender Stegdicke wird diese Struktur komplexer, wechselt entsprechend $\cos(k\delta z)$ mehrfach ihr Vorzeichen und verschwindet für $z \gg 0,4\mu\text{m}$ schließlich, da die Stege optisch dick werden. Ein zweites Maximum liegt bei etwa $10\text{\AA}$. Für dickere Stege verschiebt es sich zu kürzeren Wellenlängen und steilt sich auf. Der Grund dafür liegt in der Wellenlängenabhängigkeit von δ bzw. der optimalen Phasendrehung, und in der zu kurzen Wellenlängen hin zunehmenden Transparenz des Goldes (vgl. Abb.12). Für $z > 0,1\mu\text{m}$ ist der Einfluß von T im Bereich $20\text{--}70\text{\AA}$ und oberhalb von $150\text{\AA}$ praktisch ohne Belang.

Für Spektroskopie im Röntgenbereich erscheint es sinnvoll, die Stegdicke zu etwa $0,3\mu\text{m}$ zu wählen, da dann über einen relativ weiten Bereich eine Anhebung der Effizienz erzielt wird.

Bei rechteckigem Stegprofil besitzen alle nicht verschwindenden Ordnungen $m \neq 0$ die gleiche Wellenlängenabhängigkeit. Bei anderen Stegformen ist dies nicht mehr der Fall, da das effektive Steg-Lücke Verhältnis von der Transparenz der Stege abhängt. Durch die Messungen (Abschnitt D) wird deutlich, daß sich das Stegprofil eher durch ein Trapez als durch ein Rechteck annähern läßt. Für eine Reihe trapezoidaler Querschnitte wurden die Effizienzen berechnet.

In Abb.14 ist der Einfluß der Flankensteilheit auf den Verlauf der Effizienzen für verschiedene Beugungsordnungen dargestellt. Bei schrägen Flanken nimmt mit zunehmender Transparenz der Stege das effektive Steg-Lücke Verhältnis ab.

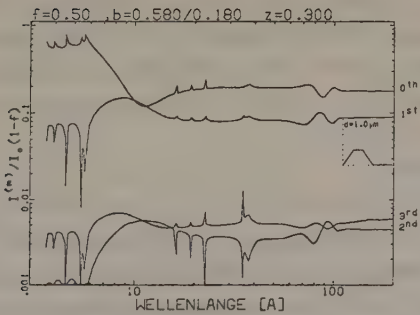
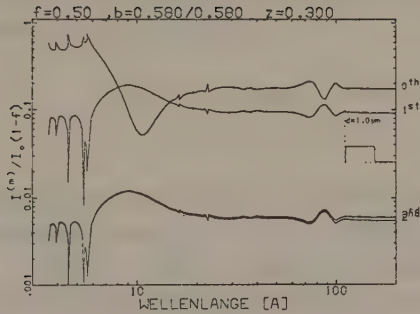


Abb.14 Verlauf der Effizienzen der nullten, ersten, zweiten und dritten Beugungsordnung in Abhängigkeit der Wellenlänge für zwei verschiedene Stegprofile (jeweils rechts im Diagramm eingezeichnet). In beiden Fällen beträgt die Gitterkonstante $d=1\mu\text{m}$, das Stegbasisbreite $b=0.5\mu\text{m}$ und die Dicke $z=0.3\mu\text{m}$. Bei rechteckigem Profil unterscheiden sich die höheren Ordnungen nur durch einen wellenlängenunabhängigen Faktor. Bei trapezoidalem Profil wird das Steg-Lücke Verhältnis wellenlängenabhängig.

C.IV. Spektrales Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen des (idealen) Gitters wird durch die Breite des Beugungsbildes der Gitterfassung und die Dispersion $m\lambda/d$ bestimmt; es berechnet sich nach dem Raleigh-Kriterium aus (17) und (21) mit (13) zu:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = A \cdot \frac{m}{d} = N \cdot m \quad \text{wegen } A = Nd \quad (30)$$

Für eine Facettengröße von 20mm und eine Gitterkonstante $d=1\mu\text{m}$ ergibt sich damit für das Auflösungsvermögen der ersten Beugungsordnung $\lambda/\Delta\lambda = 2 \cdot 10^4$.

Dieser Wert wird allerdings reduziert, wenn die Wellenfront hinter dem Gitter nicht mehr eben ist, d.h., wenn sie durch Gitterfehler verzerrt wird. Das Auflösungsvermögen verschlechtert sich weiter, wenn das Gitter in Verbindung mit einem Wolterteleskop betrieben wird; da das Gitter im konvergenten Strahlengang angeordnet wird, ist die Wellenfront von vornherein schon nicht eben.

1. Gitterfehler

Weichen die Gitterstege von ihrer nominellen Lage ab, so enthalten die auslaufenden Wellenfronten Teile mit anderer Phasenlage, sie sind verzerrt (Stroke, 1967). Bekannt sind die sogenannten Geisterlinien, die durch periodische Fehler der Teilmaschine hervorgerufen werden. Diese Effekte spielen aber wegen der Güte der verwendeten Maschine (Fehler kleiner als $0.1\mu\text{m}$ über 20mm) keine Rolle.

Bei freitragenden Transmissionsgittern treten Verbiegungen auf, da die Gitterstege nicht durch ein Substrat in ihrer ursprünglichen Lage gehalten werden können. Wie von Stroke gezeigt, haben dabei statistische Schwankungen einzelner oder weniger Stege keinen Einfluß. Da die Gitter wegen ihrer geringen mechanischen Belastbarkeit nicht straff

in den Rahmen gespannt werden können, kommt es zu großflächigen Durchbiegungen (Falten). Dabei sieht der ankommende Strahl eine über die Gitterfläche variierende Gitterkonstante $d_{\text{eff}} = d \cdot \cos \alpha'$. Außerdem tritt durch die Versetzung einer Stelle auf dem Gitter gegenüber der durch die Gesamtfläche definierten Referenzebene ein Weg- bzw. Phasenunterschied auf (Abb.15).

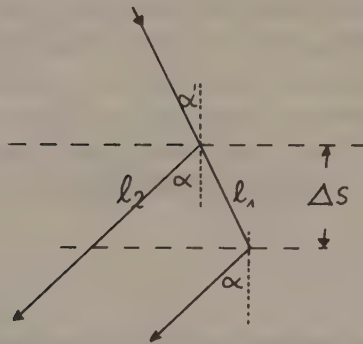


Abb.15 Wegunterschied $l_2 - l_1$ der Wellenfront bei Verbiegung des Gitters um den Betrag Δs .

Für den Wegunterschied gilt:

$$l = l_2 - l_1 = \Delta s (\sqrt{1 + \tan^2 \alpha} - \sqrt{1 + \tan^2 \alpha'}) \quad (31)$$

Mit der bei kleinen Beugungswinkeln erlaubten Ersetzung $\tan = \sin$ und der Gittergleichung (21) folgt für den Phasendefekt:

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l = \frac{2\pi \Delta s}{\lambda} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{m\lambda}{d} \right)^2 - \frac{m\lambda}{d} \sin \alpha' \right\} \quad (32)$$

Die Verbiegungen lassen sich vernachlässigen, wenn $\Delta\varphi \ll 2\pi$ ist. Bei senkrechter Inzidenz ($\sin\alpha' = 0$) ist dies bei den Bedingungen erfüllt:

$$\begin{aligned} \Delta s &\ll 2\text{mm} && \text{für } \lambda = 10\text{\AA} \\ \Delta s &\ll 0.13\text{mm} && \text{für } \lambda = 150\text{\AA} \\ \Delta s &\ll 3\mu\text{m} && \text{für } \lambda = 6300\text{\AA} \end{aligned}$$

Die festgestellten Verbiegungen liegen bei etwa 0.1mm, unter Verwendung sichtbaren Lichts sollte eine Verzerrung der ersten Beugungsordnung beobachtbar sein.

Aus (32) folgt allerdings der wichtige Schluß, daß unabhängig von der Größe der Versetzung kein Phasendefekt entsteht bei

$$\sin\alpha' = \sin\alpha = \frac{1}{2} \frac{m\lambda}{d} \quad (33)$$

2. Abbildungsfehler

Bei der bisherigen Behandlung der Beugungsphänomene wurde Fraunhofer-Beugung vorausgesetzt, d.h., daß die quadratischen Terme in (9) klein gegen die Wellenlänge sind. Bei Verwendung als Objektivgitter in Verbindung mit einem Wolterteleskop ist dies nur erfüllt, wenn das Gitter vor dem Teleskop montiert ist. Dies scheidet aber aus technischen Gründen aus. Bei einer Montierung im konvergenten Strahlengang hinter dem Teleskop können die quadratischen Terme nicht mehr vernachlässigt werden:

$$x = y = 320\text{mm}, \quad R = 1800\text{mm}$$

$$\frac{x^2 + y^2}{2R} = 57\text{mm} \gg \lambda \sim 10^{-5}\text{mm}$$

Zur Korrektur der damit verbundenen Abbildungsfehler wurden eine über die Gitterfläche variable Gitterkonstante (Beuermann et al., 1977) oder die Anordnung der Gitterfacetten auf einer toroidalen Fläche (Beuermann et al., 1978) vorgeschlagen.

Die Verwendung der Replika-Methode bei der Gitterherstellung läßt nur die zweite Möglichkeit zu.

In Abb.16 komme der konvergente Strahl des Teleskops von links, F sei der Fokus und O der Schnittpunkt des Gitters mit der optischen Achse. Der Kreis durch O und F mit Radius $R/2$ ist der Rowland-Kreis, bei Drehung des Kreises um die y' -Achse (Dispersionsrichtung) entsteht der sogenannte Rowland-Torus. Eine einfache geometrische Überlegung (Faßkreis) führt dazu, daß für alle Gitterfacetten, die auf diesem Torus liegen und senkrecht zum Strahlengang orientiert sind, der Bildpunkt B der ersten Beugungsordnung scharf ist. Dies gilt allerdings nur, wenn die Facetten infinitesimal klein sind. Bisher ist es auch nicht möglich, gekrümmte Detektoren zu bauen; dazu laufen noch erste Versuche. Der Bildpunkt B ist daher nicht scharf, sonder verschmiert.

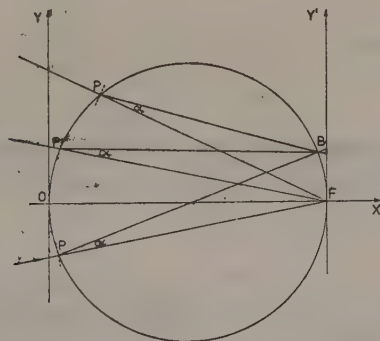


Abb.16 Geometrie des Rowland-Torus

Der Kreis durch O und Teleskopfokus F, die beide auf der optischen Achse x liegen, ist der Rowlandkreis. Durch Drehung um die y' -Achse erhält man den Rowland-Torus. B ist der Bildpunkt der ersten Beugungsordnung auf dem Torus.

Um die Verschmierung des Bildpunktes zu berechnen, muß man die Wegfunktion

$$F = -\underline{AP} + \underline{PB} + \frac{m\lambda}{d} \cdot u \quad (34)$$

berechnen. Dabei bezeichnen u und v die Koordinaten parallel bzw. senkrecht zur Gitterstegrichtung in der jeweiligen Facettenebene. Ihr Ursprung ist der Schnittpunkt mit dem Rowland-Torus. Das Auflösungsvermögen wird durch $\partial F / \partial u$ bestimmt. Diese Funktion wurde von Beuermann et al. (1978) allgemein berechnet, wobei Bildpunkte A der nullten Ordnung auch außerhalb der optischen Achse sowie Verschiebungen x der Detektorebene berücksichtigt wurden. Für den speziellen Fall der on-axis Beobachtung ($F = A$) sowie $x = 0$ ergibt sich:

$$\frac{\partial F}{\partial u} = -\frac{1}{R} \left(y + \frac{3}{2} u \right) \cdot \sin^2 \alpha + \frac{1}{R^2} \cdot \left(yu + \frac{3}{2} u^2 + \frac{1}{2} v^2 \right) \cdot \sin \alpha \quad (35)$$

Bei Approximation dieser Funktion durch eine Gauss-Verteilung kann man für deren Halbwertsbreite in erster Näherung ansetzen:

$$\sigma_t = \frac{2}{3} \left(\frac{\partial F}{\partial u}_{\max} - \frac{\partial F}{\partial u}_{\min} \right) = 1.3 R_s \left(\frac{\sin^2 \alpha}{R} - \frac{u \cdot \sin \alpha}{R^2} \right) \quad (36)$$

wobei mit R_s der Radius des äußersten Gitterrings bezeichnet wird. Unter Berücksichtigung der endlichen Breite des Teleskop-bedingten Punktbildes σ_{tel} ergibt sich für das Auflösungsvermögen der Teleskop-Gitter Kombination:

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = \frac{m\lambda}{d} \sqrt{\sigma_{tel}^2 + \sigma_t^2} \quad (37)$$

In Abb.17 ist das Auflösungsvermögen für verschiedene Kombinationen von Gitterkonstante d und Punktbildbreite σ_{tel} dargestellt. Ersichtlich ist das maximale Auflösungsvermögen unabhängig von der Gitterkonstante. Das Maximum verschiebt sich jedoch mit zunehmender Linienzahl zu kürzeren Wellenlängen. Der Verlauf der Kurven wird im ansteigenden Teil durch σ_{tel} , im abfallenden durch die Rest-Abbildungsfehler bestimmt.

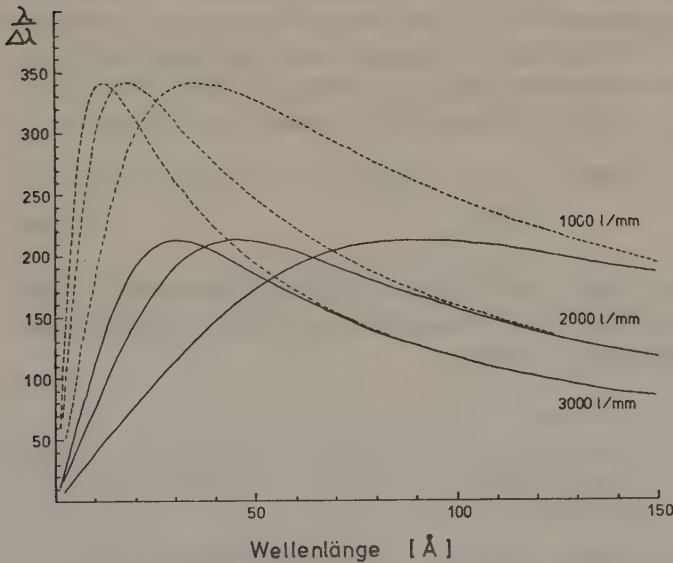


Abb.17 Auflösungsvermögen der Kombination Wolterteleskop - Transmissionsgitter. Parameter: $R = 1800\text{mm}$, $R_s = 320\text{mm}$, $d = 1\mu\text{m}$ ($\hat{=} 1000\text{ l/mm}$), $d = 0.5\mu\text{m}$ ($\hat{=} 2000\text{ l/mm}$), $d = 0.33\mu\text{m}$ ($\hat{=} 3000\text{ l/mm}$); ausgezogene Kurven entsprechen $\sigma_{tel} = 5''$, gestrichelte $\sigma_{tel} = 1''$.

C.V. Kohärenz

Bei der Behandlung von Beugungsphänomenen wurde die Lichtquelle als punktförmig und streng monochromatisch angenommen. Dies ist bei allen realen Lichtquellen nicht erfüllt. Man muß sich daher überlegen, in welcher Weise dadurch das Beugungsbild beeinflußt wird.

Nach der klassischen Vorstellung wird Licht in einzelnen Wellenzügen emittiert. Interferenz ist nur möglich, wenn die Wegstreckenunterschiede der interferierenden Teilwellen kleiner als die Länge der Wellenzüge sind. Anderenfalls entstammen die Teilwellen verschiedenen Wellenzügen. Da diese untereinander keine feste Phasenlage besitzen, mitteln sich ihre Beiträge zur Interferenz zu Null, solange die Beobachtungszeit genügend groß und die Quelle stationär ist. Die Länge der Wellenzüge bezeichnet man als Kohärenzlänge, sie ist von der Größenordnung

$$l = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (38)$$

(Françon, 1966). Die Lichterregung, hervorgerufen durch einen einzelnen Wellenzug, kann durch seine Fourieranalyse dargestellt werden:

$$F(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\nu) e^{-2\pi i \nu t} d\nu \quad (39)$$

mit $\nu = c/\lambda$. Während der Zeit $2T$ werden N Wellenzüge zu beliebigen Zeiten t_n beobachtet. Die gesamte Lichterregung ist:

$$V(t) = \sum_{n=1}^N F(t - t_n) \quad (40)$$

Daraus ergibt sich die mittlere Intensität:

$$I = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |V(t)|^2 dt \approx \frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{+\infty} |V(t)|^2 dt \quad (41)$$

Aus (39) und (40) folgt:

$$V(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} v(\nu) e^{-2\pi i \nu t} d\nu \quad (42)$$

mit

$$v(\nu) = f(\nu) \sum_{n=1}^N e^{2\pi i \nu t_n} \quad (43)$$

Mit dem Parseval-Theorem (Born u. Wolf, 1965) wird: (44)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |V(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |v(\nu)|^2 d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} |f(\nu)|^2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N e^{2\pi i \nu (t_n - t_m)} d\nu$$

Wegen

$$\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N e^{2\pi i \nu (t_n - t_m)} = N + 2 \sum_{n < m} \cos(2\pi \nu (t_n - t_m)) \quad (45)$$

folgt für die Intensität:

$$I = \frac{N}{2T} \int_{-\infty}^{+\infty} |f(\nu)|^2 d\nu \quad (46)$$

da die t_n bzw. t_m zufällig verteilt sind, und sich damit

der $\cos$ -Term herausmittelt.

Aus dem Ergebnis kann man folgenden Schluß ziehen:
Das Beugungsbild einer polychromatischen Flächenquelle ergibt sich aus der intensitätsmäßigen ("inkohärenten") Überlagerung der Beugungsbilder von monochromatischen Punktquellen, in die man sich die Quelle zerlegt denken kann.

C.VI. Photonenstatistik

Die Beobachtung von Intensitäten als Ausdruck des Amplitudenquadrats einer elektromagnetischen Schwingung, wie es beispielsweise bei der Radioastronomie mit Hilfe von Dipolen geschieht, ist in der Röntgenastronomie wegen der hohen Frequenz der Strahlung nicht möglich. Man beobachtet einzelne Photonen, deren Summation die Intensitätsverteilung eines "Beugungsbildes" ergibt. Der Nachweis einzelner Photonen ist auch die empfindlichste Methode.

Nach der Heisenbergschen Unbestimmtheitsbeziehung ist die gleichzeitige exakte Messung von Ort und Impuls eines Photons unmöglich. Treffen Photonen auf einen undurchsichtigen Schirm mit einem Spalt, so ist ihr Ort durch die Breite Δx des Spaltes festgelegt. Der Impuls Δp_x ergibt sich aus der Fourieranalyse der das Photon beschreibenden und durch den Spalt limitierten Wellenfunktion unter Berücksichtigung der de Broglie Beziehung $p = h/\lambda$ (Jenkins u. White, 1967). Damit ist trotz des physikalisch anderen Ausgangspunktes die mathematische Behandlung identisch mit der klassischen Fraunhofer-Beugung am Spalt, nur mit dem Unterschied, daß keine Intensitätsverteilung, sondern eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Auftreffen des Photons auf dem Beobachtungsschirm angegeben werden kann. Erst im Grenzfall unendlich vieler Photonen wird das Ergebnis der klassischen Rechnung erzielt (Bohrsches Korrespondenzprinzip).

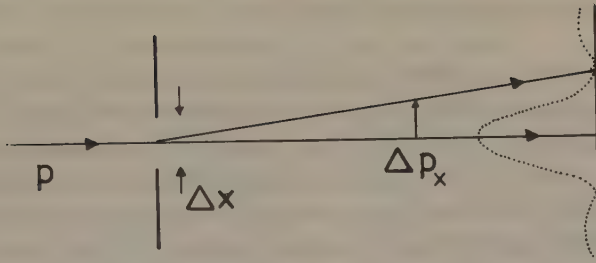


Abb.18 Impulsunschärfe eines Photonenstrahls, welcher durch einen Spalt begrenzt wird.

Anderenfall ist unter der Voraussetzung, daß die Statistik einer Normalverteilung gehorcht, die Messung von N Photonen mit einem mittleren Fehler $\sqrt{N}$ behaftet. Dies bedingt für die Genauigkeit einer Messung eine entsprechend lange Beobachtungszeit.

D. Messungen

D.I. Spektrales Auflösungsvermögen

Um das spektrale Auflösungsvermögen messen zu können, muß das Gitter mit einem parallelen Lichtbündel beleuchtet werden. Dafür benötigt man abbildende Systeme, die eine ausreichende Qualität aufweisen, um die Messung nicht durch die Strahlgeometrie zu beeinträchtigen. Im Röntgenbereich stehen dazu nur die schon erwähnten Fresnelschen Zonenplatten zur Verfügung. Wegen ihrer geringen Fläche ($\sim 1\text{mm}^2$) und ihrer Effizienz von ca. 5% reicht die Intensität unserer Röntgenquellen nicht aus, um ein Auflösungsvermögen von wenigstens $\lambda/\Delta\lambda \approx 100$ zu messen.

Die Verschlechterung des Auflösungsvermögens gegenüber dem theoretischen, durch Beugung an der Gitteröffnung bedingten Wert ist nach Abschnitt C.IV.1 in erster Linie auf Verwerfungen der Gitterfolie zurückzuführen. Dies sollte umso ausgeprägter sein, je größer die Wellenlänge ist; bei schräger Beleuchtung des Gitters nach Gl. (33) sollte allerdings das Auflösungsvermögen stark verbessert sein. Aus der Größe der Verzerrung bei Verwendung sichtbaren Lichts kann dann auf das Auflösungsvermögen bei kürzeren Wellenlängen wegen Gl. (32) geschlossen werden.

In Abb.19 ist der Meßaufbau dargestellt. Als Lichtquelle diente ein He-Ne-Laser ($\lambda=6300\text{\AA}$) mit einer Ausgangsleistung von 15mW. Da der Laserstrahl ein über den Strahlquerschnitt gaussförmiges Intensitätsprofil besitzt, wurde er mittels einer entsprechenden Optik auf 100mm aufgeweitet, so daß eine gleichförmige Ausleuchtung der effektiven Gitterfläche, welche durch eine Irisblende auf $\varnothing=5\text{mm}$ begrenzt war, gewährleistet wurde. Das Gitter war auf einem Justiertisch montiert, so daß es gedreht werden konnte, um eine schräge Beleuchtung zu ermöglichen. Außerdem konnte es verschoben werden, um verschiedene Teile der gesamten Gitterfläche auszuleuchten.

Um die Justierung zu erleichtern, war das Gitter von einem konvergenten Strahl beleuchtet, sein Abstand zum Fokus war allerdings so groß, daß die quadratischen Terme in Gl. (9) vernachlässigt werden konnten. Mittels eines festen und eines verschiebbaren Spiegels konnte wahlweise die nullte oder erste Ordnung am selben Ort beobachtet werden; wegen des etwas längeren Wegs war das Bild der ersten Beugungsordnung um 8% größer. Die Bilder wurden mit einer Spiegelreflexkamera ohne Objektiv photographiert (Belichtungszeit: 4sec, 27 Din - Film).

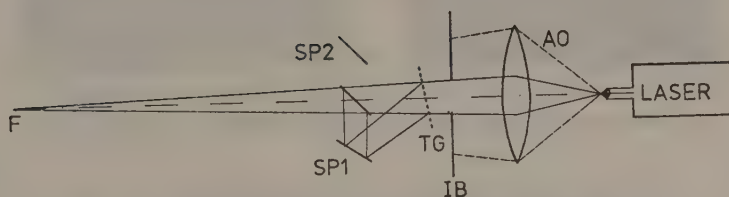


Abb.19 Meßaufbau zur Auflösungsmessung

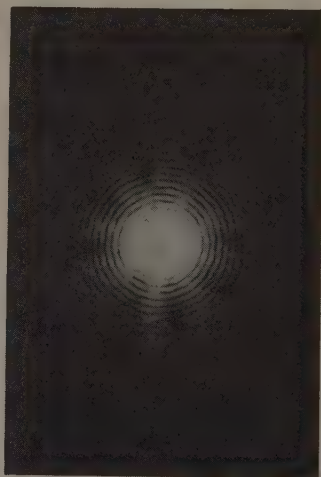
AO = Aufweitungsoptik, IB = Irisblende, TG = Gitter,
SP1 = fester Spiegel, SP2 = verschiebbarer Spiegel,
F = Fokus

Das Beugungsbild der nullten Ordnung diente als Vergleich, da es, unbeeinflusst von Gitterfehlern, dem theoretischen Airy-Scheibchen aller Ordnungen eines perfekten Gitters entsprach. Die erste Ordnung war bei senkrechter Inzidenz ($\sin\alpha'=0$) wie erwartet stark verzerrt (Abb.20). bei schrägem Einfall ($\sin\alpha'=33^\circ$) zeigte sie das ebenso erwartete perfekte Airyscheibchen der nullten Ordnung. Die Verzerrung bei senkrechtem Einfall entsprach einer Auflösungsver schlechterung um einen Faktor 3. Da dieser

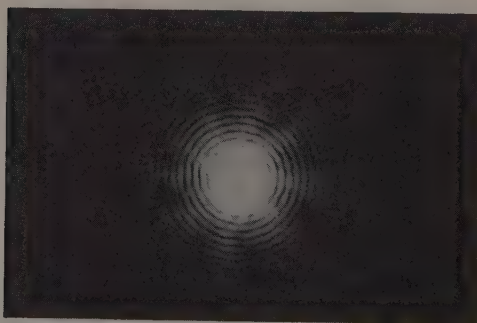
Effekt linear von der Wellenlänge abhängt, spielt er im Röntgenbereich praktisch keine Rolle mehr.



1^{te} Ordnung, $\sin\alpha' = 0^\circ$



1^{te} Ordnung, $\sin\alpha' = 33^\circ$



0^{te} Ordnung

Abb.20 Beugungsbilder, aufgenommen mit Aufbau nach Abbildung 19. Das Gitter besaß eine Gitterkonstante $d = 1\mu\text{m}$. Wellenlänge: $6300\text{\AA}$. Der innerste Ring ist jeweils überbelichtet.

D.II. Effizienzmessungen

An einer Reihe von einzelnen Gitterfacetten wurden Effizienzmessungen sowohl im Röntgenbereich ($\lambda < 45\text{\AA}$) in den instituseigenen Testanlagen "Panter" und "Zeta", als auch im extremen Ultraviolett ("EUV", $\lambda > 45\text{\AA}$) mit einer Apparatur der Synchrotronstrahlungsgruppe am Deutschen Elektronensynchrotron "DESY" in Hamburg durchgeführt. Die Messungen dienten in erster Linie dazu, die Entwicklung optimaler Gitter zu kontrollieren bzw. durch den Vergleich mit der Theorie Korrekturmöglichkeiten in der Herstellung aufzuzeigen. Die Anforderungen an die Gitter wurden dabei wie folgt spezifiziert:

- a) große Linienzahl (erreicht wurden 2000 l/mm);
- b) maximale Effizienz für $m=1$ (Stegdicke $z \sim 0.3\mu\text{m}$);
- c) Unterdrückung aller geraden Ordnungen (Steg-Lücke-Verhältnis 1:1);
- d) möglichst kleine Stützgitterfläche;
- e) Reproduzierbarkeit der Gitter, da für ein spektroskopisches Instrument einige 100 benötigt werden

Die Effizienz wird einmal von der abschattierenden Fläche des Stützgitters, zum anderen wegen der teilweisen Transparenz der Gitterstege von deren Dicke beeinflusst. Da das Stützgitter nur dem technischen Gesichtspunkt der Stabilität dient, mit den Eigenschaften des Gitters aber sonst nichts zu tun hat, wurden, um einen Vergleich mit der Theorie zu ermöglichen, alle Meßwerte mit einem Faktor $1/(1-f)$ multipliziert. Der Flächenanteil f des Stützgitters war bei den einzelnen Gitter unterschiedlich; er variierte zwischen 0.25 und 0.67. Form und Größe der Facetten waren nicht einheitlich, da sie den experimentellen Bedingungen der jeweiligen Meßapparatur angepaßt werden mußten. Dies ist auch der Grund dafür, daß nicht alle Gitter über den gesamten Spektralbereich gemessen wurden. Die Linienzahl betrug durchweg 1000/mm; ein Gitter hatte 2000/mm.

1. Messungen im Röntgenbereich

Alle Gitter mit 1000l/mm wurden in der Teststrecke Panter, das Gitter mit 2000l/mm in der Anlage Zeta gemessen. Beide Anlagen wurden von unserem Institut entwickelt und gebaut (Aschenbach et al., 1979a). Zeta unterscheidet sich von Panter abgesehen von den Abmessungen nur in für die Gittermessungen unwesentlichen Details. Die Funktionsweise sei an Hand Abb.21 erläutert:

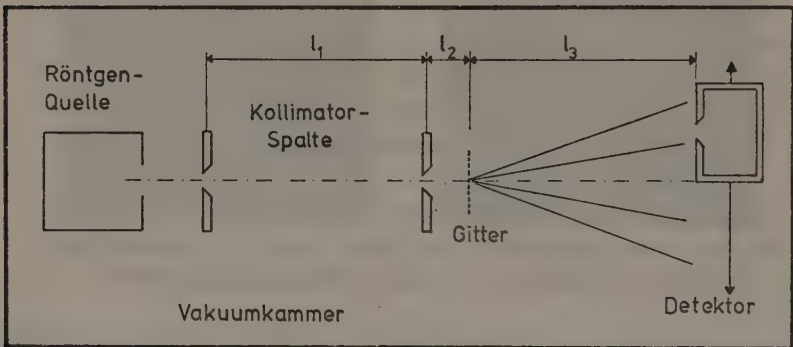


Abb.21 Funktionschema der Teststrecke Panter

Kernstück ist eine große Vakuumkammer, welche mittels Turbomolekular- und Ionengetterpumpen auf ein ölfreies Vakuum von etwa $5 \cdot 10^{-6}$ Torr gebracht werden kann. Die von einer Röntgenquelle ausgehende Strahlung wird durch zwei Spalte im Abstand l_1 auf ein Bündel mit geringer Divergenz (etwa $10''$) begrenzt. Das Transmissionsgitter befindet sich im Abstand l_2 hinter dem zweiten Spalt und zerlegt die spektrale Verteilung der Strahlung in eine räumliche. Diese wird mit einem verschiebbaren Proportionalzähler mit Eintrittsspalt vermessen. Sein Abstand vom Gitter ist l_3 . Das spektrale Auflösungsvermögen wird ausschließlich von der Strahlgeometrie bestimmt (Tabelle I). Die Anlage kann im evakuierten Zustand mittels Laser und Theodolith justiert werden.

Alle beweglichen Teile (Spalte, Gitter, Detektor) sind mit Schrittmotoren auf 10 μ m reproduzierbar zu steuern. Die Messungen erfolgen weitgehend automatisch über einen Prozeßrechner, welcher die Schrittmotoren ansteuert und die von der Zählrohrelektronik gelieferten Daten verarbeitet. Die Zählrohrelektronik besteht aus ladungsempfindlichem Vorverstärker, Hauptverstärker, Einkanaldiskriminator und Digitalvoltmeter. Die Energiediskriminierung kann über einen Vielkanalanalysator kontrolliert werden.

Tabelle I Strahlgeometrien

Anlage	Spalte		Zählrohrspalt		l_1	l_2	l_3	
	Breite	Höhe	Breite	Höhe				
Panther	0.60	10	0.28	10	11580	1300	4000	2.1Å
Panther	0.30	10	0.10	10	11580	1300	3300	1.2Å
Zeta	0.27	10	0.12	10	4040	680	3430	0.78Å ⁺

alle Angaben in mm; ⁺ versteht sich für 2000l/mm-Gitter

Als Quelle diente eine offene Röntgenröhre mit wassergekühlter Anode (Typ Henke, Fa. Leybold Heraeus). Bei dieser Röhre wird der Elektronenstrahl fokussiert; sie besitzt daher einen kleinen Brennfleck ($\sim 1\text{mm}^2$) mit relativ hoher Flächenhelligkeit bei vergleichsweise geringer Gesamtleistung (ca. 7kV, 40mA). Bemerkenswert war die gute Langzeitstabilität mit Schwankungen, die kleiner als 5% während 2h Meßzeit waren. Diese Quelle stand allerdings nicht für alle Messungen zur Verfügung. Die ersten Gitter (H1, H2) wurden mit einer Eigenbau-Quelle ohne Fokussierung gemessen. Diese Quelle wies wesentlich höhere Schwankungen in der Intensität auf.

Gute Monochromasie wurde durch die Verwendung charakteristischer Linienstrahlung erreicht. Durch Impulshöhenanalyse in der Zählrohrelektronik konnten die Beiträge des Bremsstrahlungskontinuums und anderer, durch Verunreinigungen der Anode hervorgerufener Linien unterdrückt

werden, soweit sie nicht innerhalb des Detektor-Energieauflösungsvermögens ($\sim 35\%$ bei $10\text{\AA}$) lagen. Die dadurch bedingte Unsicherheit in der Zuordnung von Photonen zu den einzelnen Beugungsordnungen wirkte sich nur bei $m \geq 2$ aus. Einen Überblick über die verwendeten Anodenmaterialien und den Wellenlängen entsprechender charakteristischer Linien (Herkunft: Blochin, 1957) gibt Tabelle II.

Tabelle II

Anodenmaterialien und Wellenlängen der charakteristischen Linien

??	Mo	Pb	Si	Al	Mg	Ge	ZnS	Cu	Ni	Fe
3.4	5.4	5.9	7.1	8.3	9.9	10.4	12.3	13.3	14.5	17.6
Mn	Cr	Ti	C							
19.5	21.6	28.0	44.8	$\text{\AA}$						

Bei den Messungen wurde das Spektrum schrittweise mit dem Detektor abgefahren und nach jedem Schritt die registrierten Photonen eine gewisse Zeit aufsummiert. Schrittweite und Integrationszeit wurden so gewählt, daß sich einerseits aus der Messung signifikante Aussagen gewinnen ließen, andererseits eine Meßzeit von ca. 2 Stunden nicht überschritten wurde. Durchschnittswerte waren 5sec und 5 Schritte $\approx 50\mu\text{m}$. Gemessen wurde im allgemeinen von der -3. bis zur +3. Ordnung. Um eine eventuelle Drift der Quellintensität berücksichtigen zu können, wurde die Intensität des direkten Strahl vor und nach jeder Gittermessung bestimmt. Die Effizienz einer Beugungsordnung wurde aus dem Verhältnis der gesamten Photonenzählrate aller zu dieser Ordnung gehörigen Schritte zu der des direkten Strahls gebildet. Normalerweise wurden dabei alle Photonen gewertet, da die Dunkelrate des Detektors mit $< 0.1/\text{sec}$ vernachlässigbar klein war. Nur bei Messungen bei langen Wellenlängen (entsprechend geringen Photonenenergien) trat das Problem auf, daß durch über die Elektronik eingekoppelten Störimpulsen, welche von benachbarten Maschinen hervorgerufen wurden, Zählraten

vorgetäuscht wurden. Diese verursachten ein der Messung überlagertes Rauschen. Da der zeitliche Abstand zwischen zwei Störimpulsen meist größer als die zur Messung eines Einzelwertes benötigten Integrationszeit war, konnten sie auf folgende Weise eliminiert werden: der Rechner übernahm von der Zählrohrelektronik die Zählraten in Abständen von einer Sekunde. Von der Integrationszeit, welche aus mehreren Sekunden bestand, wurde generell das Sekunden-Intervall mit der höchsten Zählrate weggelassen. Damit wurden allerdings nicht nur die Störimpulse, deren Schein-Zählraten größer als die Meßzählraten waren, unterdrückt, sondern auch die Photonenstatistik etwas verfälscht. Ein Meßfehler war deswegen aber nicht zu erwarten, da sowohl Spektrum als auch direkter Strahl auf diese Weise behandelt wurden.

Bei einigen Messungen an Replikas mechanisch geritzter Originale wurden nahe der nullten Ordnung und symmetrisch zu ihr Nebenmaxima beobachtet, deren Herkunft nicht erklärt werden konnte. Linienstrahlung mit entsprechend kurzer Wellenlänge schied aufgrund des Impulshöhenspektrums ebenso aus wie unkontrollierte Reflexionen des Röntgenstrahls an den Kammerwänden. In einem Fall sehr ausgeprägter Maxima waren Andeutungen von zweiter und dritter Ordnung zu beobachten (Abb.23). Dies ließ auf einen Beugungs-Effekt schließen. Daher wurde vermutet, daß die Maxima durch Beugung an Spalten, welche durch Fehlen einzelner Gitterstege hervorgerufen werden, und die über die Gitterfläche statistisch verteilt sind, zustande kommen. Da die Spaltbreite in diesem Fall ~ 1.5 mal größer als die Gitterkonstante ist, hätte der Abstand der Maxima von der nullten Beugungsordnung $1/3$ des der ersten betragen müssen. Diese Bedingung war aber nicht streng erfüllt. Geisterlinien, verursacht durch dem Gitter überlagerte Periodizitäten scheiden aus, da sie als Satelliten jeder Beugungsordnung erscheinen müßten (Stroke, 1967).

In Tabelle III sind alle Messungen, in Abb.22 die Bauformen der jeweiligen Gitter in Aufsicht dargestellt. Die Gitterrahmen hatten unterschiedliche Abmessungen, um sie den apparativen Bedingungen der Testanlage, die zum Messen zur Verfügung standen, anzupassen. Das Gitter M9 gehörte zu einer Serie von Gittern (M1-M9), die zumeist nur bei einer Wellenlänge gemessen wurden. Dies diente als Vorbereitung des unter D.III beschriebenen Experiments mit einem kompletten Gitterring dazu, innerhalb kurzer Zeit (Okt./Nov. 78) die Gitterherstellung zu optimieren.

Tabelle III Messungen im Röntgenbereich (Übersicht)

1	2	3	4	5
H1	P	EB	5.77	8.3, 13.3, 17.6
H2	P	EB	7.77	5.4, 8.3, 9.9, 13.3, 17.6, 44.8
R1	P	LH	7.78	5.4, 7.1, 8.3, 9.9, 13.3, 14.5
M9	P	LH	11.78	4.8, 7.1, 8.3, 10.4, 12.3, 13.3, 14.5, 17.6, 44.8
MO5	Z	LH	8.79	3.4, 7.1, 8.3, 10.4, 13.3, 19.5

Spalte 1: Gitterbezeichnung; 2: Teststrecke, P=Panter, Z=Zeta; 3: Quelle, EB=Eigenbau, LH=Leybold-Heraeus; 4: Datum; 5: gemessene Wellenlängen in Ångström.

In den Abbildungen 24-27 sind die Messungen an den Gittern H2, R1, M9 und MO5 dargestellt. Diese Spektren sind geglättet, indem jeder Wert durch das arithmetische Mittel seines und seiner zwei Nachbarwerte ersetzt wurde. Dadurch wurde die Zuordnung von Teilen des Spektrums, welche wegen schlechter Photonenstatistik verrauscht waren, erleichtert. Bei der 44.8Å-Messung des Gitters M9 wurde jede Ordnung abschnittsweise gemessen, die Bereiche zwischen den Ordnungen wurden weggelassen, um die Meßzeit nicht unnötig zu erhöhen.

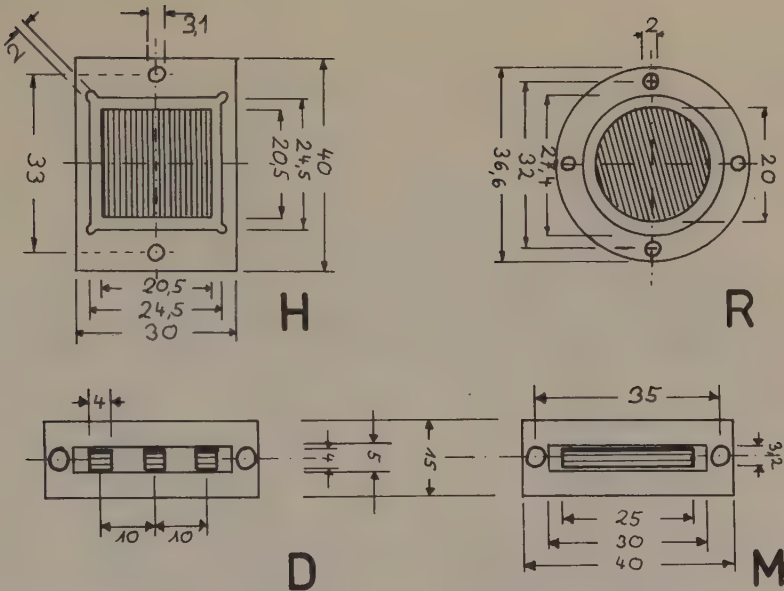


Abb.22 Gitterfacetten (Aufsicht)

H, R, D sind Replikas von interferographisch hergestellten, M von mechanisch geritzten Originalen. Die Bauform D wurde nur für Messungen im EUV verwendet.

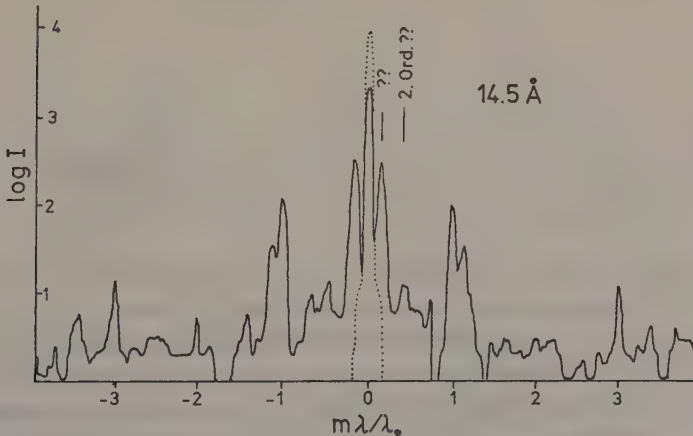


Abb.23 Messung des Spektrums einer Ni-Anode mit Gitter M9. Stark ausgeprägte Geisterlinien bei $2.3 \text{ \AA}$ bezüglich erster Ordnung ($\lambda_0 = 14.5 \text{ \AA}$)

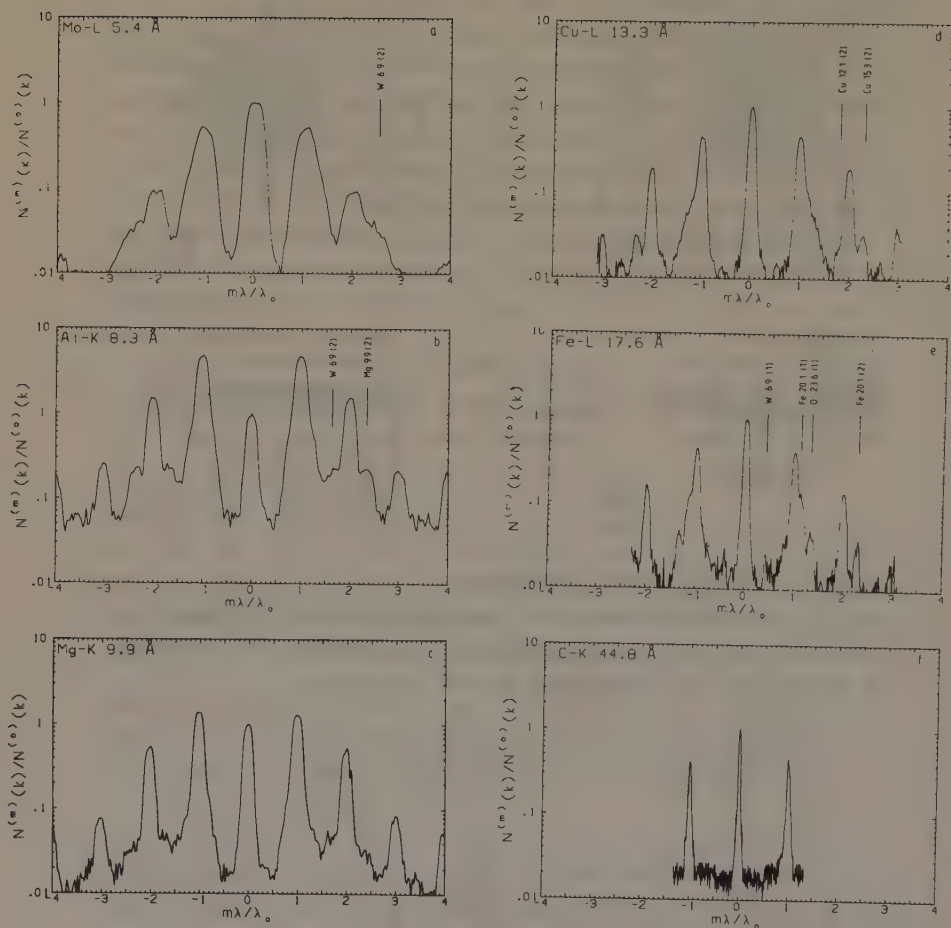


Abb.24 Gitter H2, gemessene Spektren (Bräuninger et al., 1979a); aufgetragen ist die auf das Maximum der nullten Ordnung normierte Intensität gegen die Dispersion in Einheiten der Beugungsordnungen bezüglich λ_0 , welches mit der Bezeichnung der Linie jeweils links oben angegeben ist. Nebenlinien sind, soweit identifizierbar, durch Angabe des Elements und der Wellenlänge beschrieben.

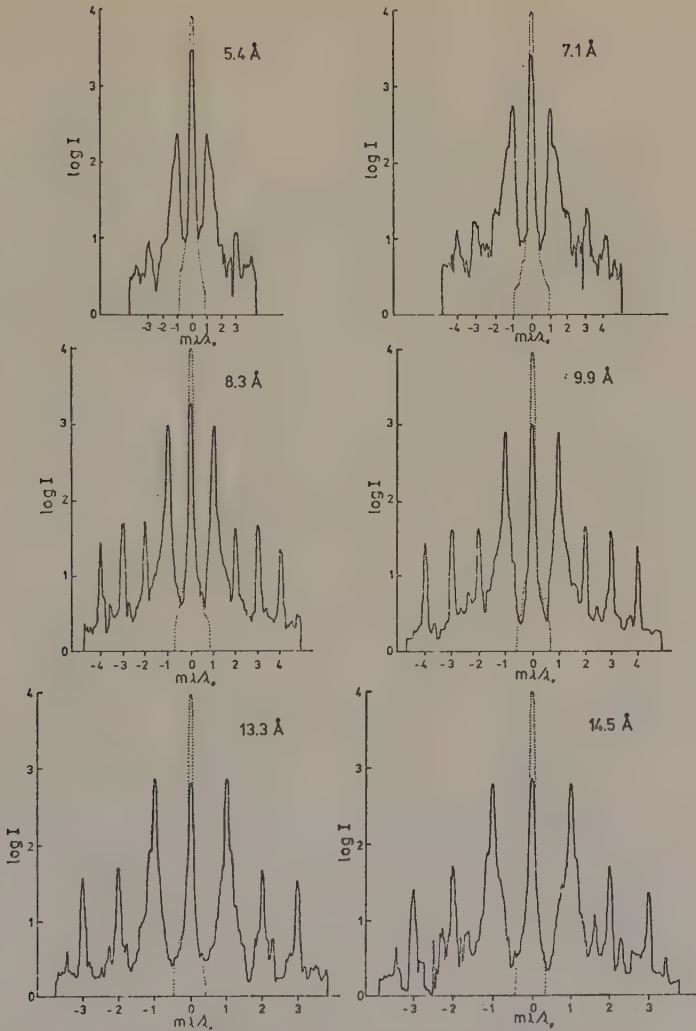


Abb.25 Gitter R1, gemessene Spektren. Aufgetragen ist jeweils $\log(\text{Intensität})$ gegen die Dispersion in Einheiten der Beugungsordnungen bezüglich λ_0 , λ_0 wie angegeben. Das Intensitätsprofil des direkten Strahls ist gepunktet eingezeichnet.

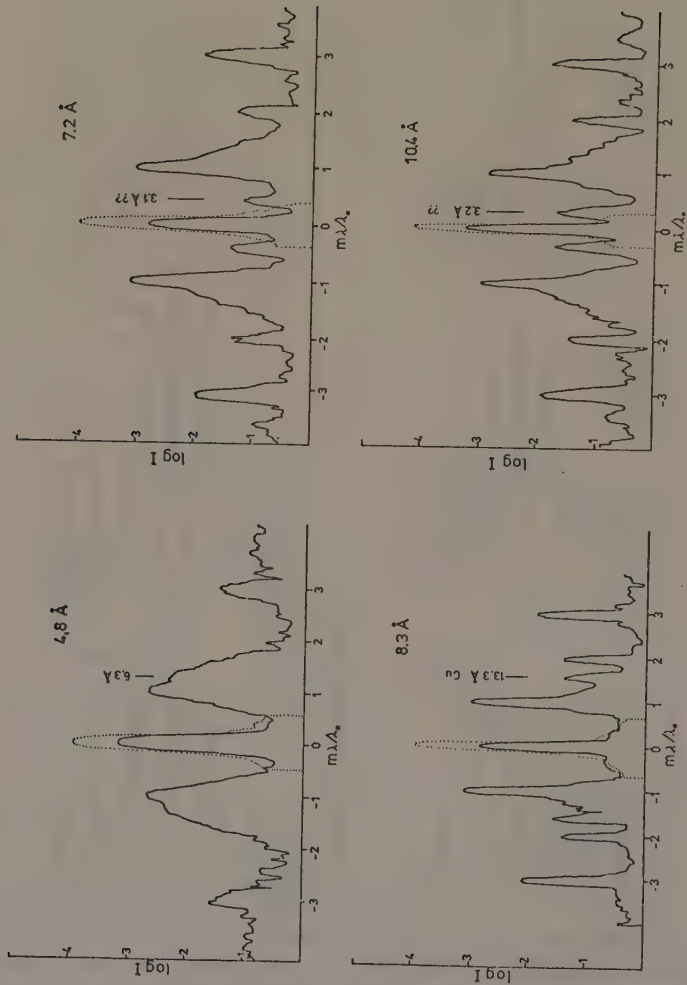


Abb.26 Gitter M9, gemessene Spektren

Beschreibung siehe Abb.25 . Nebenlinien sind durch Angabe des Elements und der Wellenlänge, Geisterlinien durch ?? bezeichnet.

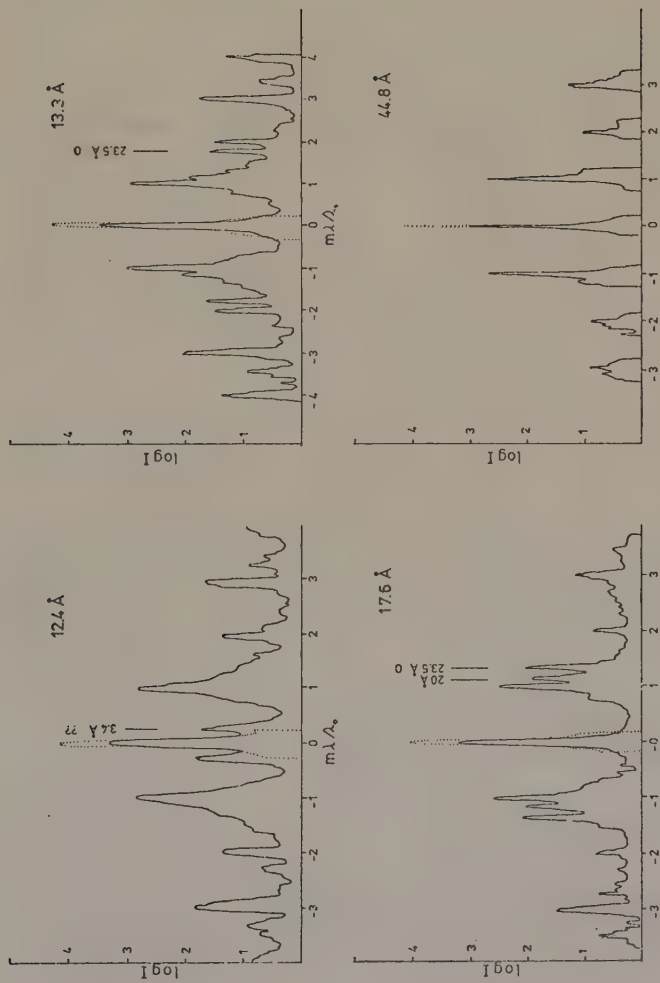


Abb.26 Fortsetzung Gitter M9, gemessene Spektren

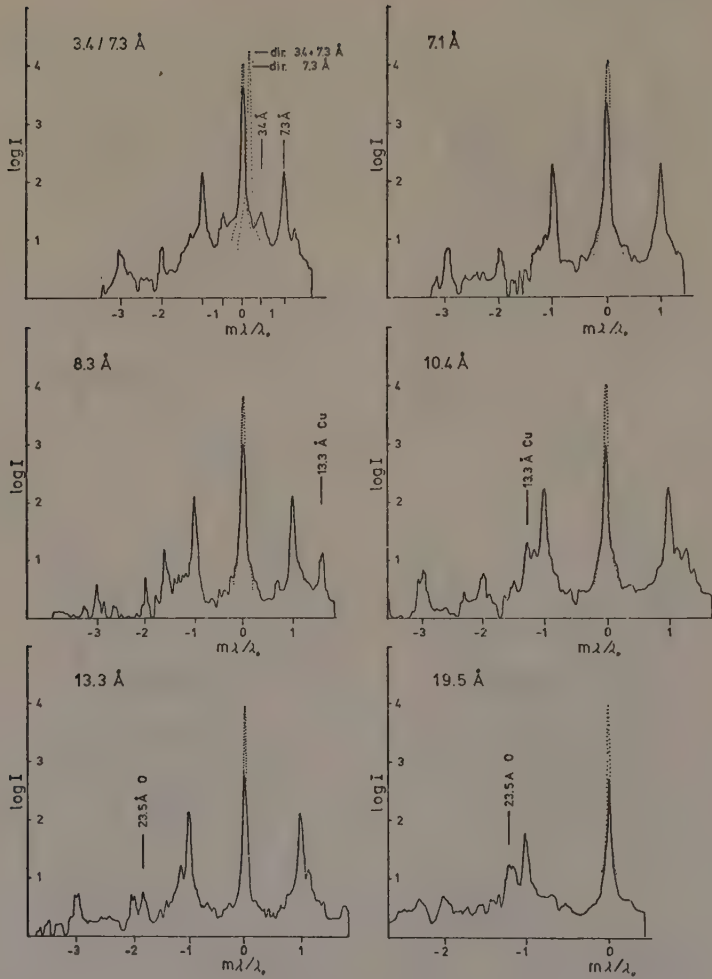


Abb.27 Gitter M05 (20001/mm), gemessene Spektren
Bildbeschreibung wie bei Abb.25

Tabelle IV Effizienzen der Gitter H2, R1, M9, MO5

	H2	R1	M9	MO5
Original:	interfer.	interfer.	mechan.	mechan.
l/mm :	1000	1000	1000	2000
Stützgt.:	33x33 μ m	33 x 33 μ m	33 x 99 μ m	20 x 20 μ m
f :	0.4	0.25	0.28	0.55
Ordnung:	1. 2. 3.	1. 2. 3.	1. 2. 3.	1. 2. 3.
3.4 Å				5.2 - -
4.8 Å			14.3 - 1.5	
5.4 Å	13.3 3.2 0.3	6.6 0.4 0.4		
7.1 Å		12.9 1.0 0.7	19.2 0.6 1.7	7.2 0.5 0.3
8.3 Å	11.7 4.4 0.8	15.1 0.8 1.1	16.4 0.6 1.0	8.9 0.6 0.6
9.9 Å	7.2 3.1 0.7	15.5 1.0 1.0		
10.4 Å			11.0 0.6 1.6	10.7 0.6 0.7
12.4 Å			10.8 0.5 1.0	
13.3 Å	2.7? 1.3? 0.2?	13.9 1.4 1.1 0.8	9.3 0.4 0.9	11.1 0.8 0.7
14.5 Å		12.5 1.4 0.7		
17.6 Å	4.5 1.5 0.2		9.0 0.4 0.8	
19.5 Å				10.9 - -
44.8 Å	5.4 - -		9.5 0.4 0.8	

Die Effizienzen verstehen sich für eine Seite des Spektrums unter Berücksichtigung des Stützgitters Werte in %.

Diskussion der Ergebnisse:

Um die Meßergebnisse mit der Theorie erklären zu können, wurde das in Abschnitt C.III beschriebene Konzept der teilweisen transparenten Gitterstege angewendet. Der Stegquerschnitt wurde dabei immer durch ein Trapez angenähert. Dies gestattete, die unterschiedliche Wellenlängenabhängigkeit der Beugungsordnungen zu berücksichtigen. Andererseits war es wegen der geringen Anzahl von Meßpunkten wenig sinnvoll, mehr als drei Parameter zur Beschreibung des Stegprofils heranzuziehen.

Es erwies sich, daß die Anpassung der theoretischen Kurven an die Meßpunkte nach Augenmaß die einzig mögliche Methode war, da Ausgleichsrechnung bzw. χ^2 -Test versagten. Das lag vor allem daran, daß nicht klar war, nach welchen Gesichtspunkten die (zudem wenigen) Meßwerte gewichtet werden sollten, da die höheren Ordnungen einerseits empfindlicher auf Veränderungen des Querschnitts reagierten, andererseits aber auch mit einer höheren Meßungenauigkeit behaftet waren. Darüberhinaus konnte auch bei genauester Messung nicht mit einer vollständigen Anpassung gerechnet werden, da die Darstellung des Stegprofils durch ein Trapez sicher nur eine Näherung war, und die in die Theorie eingehenden optischen Konstanten von Gold nicht sehr genau bekannt sind. Auf diese Problematik wird in Abschnitt F näher eingegangen.

Bei der Anpassung wurde nun folgendermaßen vorgegangen: Zunächst wurde aus der mit Hilfe eines Lasers gewonnenen Beugungsstruktur des Stützgitters sein Steg-Lücke Verhältnis, und daraus sein Flächenanteil f am gesamten Gitter bestimmt. Dann wurde von den drei Parametern des Profils (Basisbreite, Dicke, Flankensteilheit) zunächst die Basisbreite aus den Effizienzen bei einer Wellenlänge, bei der das Gitter optisch dick ist, berechnet. Über die Stegdicke gab die Lage des Effizienzminimums der nullten, bzw. die des Maximums der höheren Ordnungen Aufschluß. Aus der unterschiedlichen Wellenlängenabhängig-

keit der Effizienzen von erster, zweiter und dritter Beugungsordnung konnte auf die Flankensteilheit geschlossen werden. Um eine möglichst gute Anpassung zu erreichen, mußten die Parameter noch geringfügig variiert werden, da ihre Einflüsse auf die Effizienzen nicht ganz unabhängig voneinander waren. Allen Rechnungen war die Formel (27) zugrunde gelegt. Die Genauigkeit in der Bestimmung der Stegparameter konnte mit etwa 2% (Basisbreite), 5% (Dicke) und 12% (Flankensteilheit) abgeschätzt werden.

In den Abbildungen 28-31 ist der Vergleich der theoretischen Kurven mit den Messungen an den Gittern H2, R1, M9 und M05 dargestellt. Fehlergrenzen wurden nur angegeben, wenn die Fehler, beruhend auf Photonenstatistik, Unsicherheiten bei der Zuordnung von Photonen zu den Beugungsordnungen oder bei der Elimination von Störungen, die eingezeichnete Größe der Meßpunkte ($\sim 10\%$) überstiegen.

Die Messungen an Gitter H2 waren relativ ungenau. Dies war einmal auf die verwendete Röntgenquelle, zum anderen auch auf die zu diesem Zeitpunkt fehlende Erfahrung bei Gittermessungen zurückzuführen. Besonders die Messung bei $13.3\text{\AA}$ erschien unsicher. Aus diesem Grund war es sinnvoll, nicht die absoluten Effizienzen, sondern die relativen, d.h. das Verhältnis zur nullten Beugungsordnung mit der Theorie zu vergleichen (Abb.28a).

Bei den anderen Messungen konnte eine wesentlich bessere Übereinszimmung mit der Theorie gefunden werden. Meßungenauigkeiten vor allem bei der zweiten Ordnung ergaben sich zwangsläufig aus der Forderung, diese Ordnung zu unterdrücken, wodurch die Messung von der Photonenstatistik limitiert wurde.

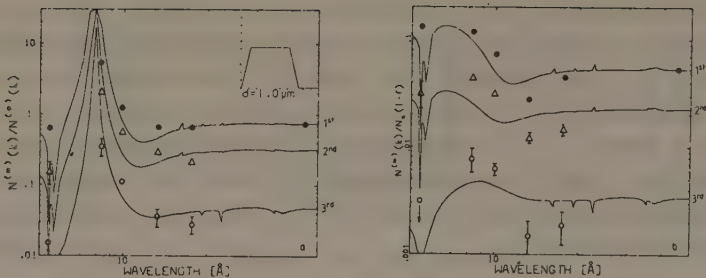


Abb.28 Gitter H2, Effizienzen (Bräuninger et al., 1979a)
a) relative Effizienzen $N^{(m)}/N^{(o)}$, b) absolute Effizienz $N^{(m)}/N_0 \cdot 1/(1-f)$. Ausgezogene Linien entsprechen der Theorie, die Messungen sind durch Symbole gekennzeichnet. Wellenlängenbereich 5-50Å. Das Stegprofil ist in das linke Diagramm eingezeichnet. Der Maßstab ist $1\mu\text{m}$.

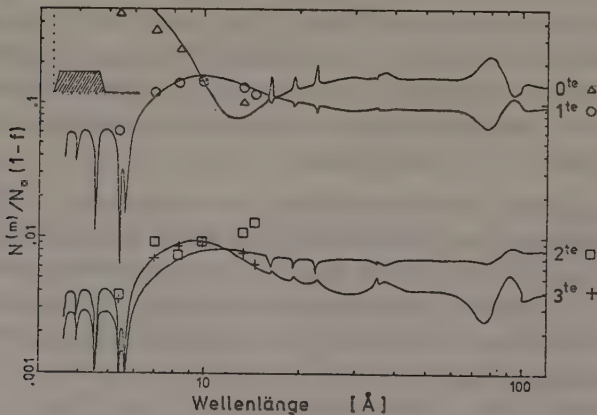


Abb.29 Gitter R1, Effizienzen (Predehl et al., 1978)
absolute Effizienzen im Bereich 3-120Å, Messungen sind durch Dreiecke, Kreise, Vierecke und Kreuze, die Theorie durch ausgezogene Kurven dargestellt. Da Stegprofil ist links oben eingezeichnet. Der Maßstab beträgt $1\mu\text{m}$.

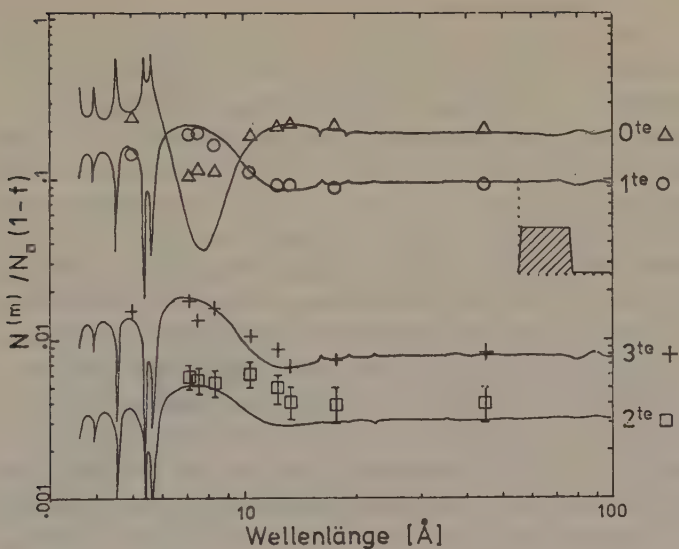


Abb.30 Gitter M9, Vergleich der absoluten Effizienzen (ausgezogene Kurven) mit den gemessenen (entsprechende Symbole) im Wellenlängenbereich 3-100Å. Das Stegprofil ist rechts eingezeichnet, Gitterkonstante $d=1\mu\text{m}$.

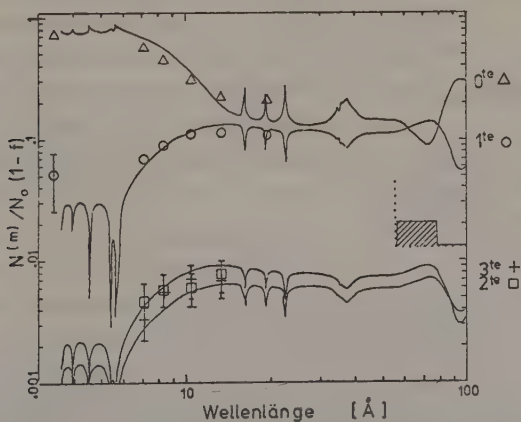


Abb.31 Gitter MO5 (Predehl et al., 1979d). Bildbeschreibung wie Abb.30, Gitterkonstante $d=0.5\mu\text{m}$.

Tabelle V Stegprofile

Gitter	H2	R1	M9	MO5
Basisbreite	0.74 μ m	0.61 μ m	0.58 μ m	0.29 μ m
Dicke	0.52 μ m	0.25 μ m	0.47 μ m	0.16 μ m
Flankensteil. (dz/dx)	4.3	3.9	11.8	20

Die Messungen im Röntgenbereich ergaben, daß es gelungen war, Gitter zu entwickeln, welche den Anforderungen der Spektroskopie gerecht werden konnten. Die theoretisch mögliche Effizienz der ersten Beugungsordnung bei Wellenlängen, für die die Stege opak sind (10.1%), wurde bei Gitter M9 nahezu erreicht. Durch Phaseneffekte bei Wellenlängen, für die die Stege teilweise transparent sind, konnten sogar fast 20% erreicht werden. Da es wünschenswert ist, große Effizienz über einen weiten Bereich zu besitzen, erscheint das Gitter R1 mit einer Stegdicke von 0.25 μ m günstiger als M9 (0.47 μ m). Dagegen wurde bei M9 die zweite Ordnung besser unterdrückt. M9 und MO5 besitzen gegenüber den anderen Gittern wesentlich steilere Flanken; hierin erweist sich der Vorteil der Replizierung von mechanisch geritzten Originalen. Obwohl M9 das effizienteste bisher hergestellte Gitter ist, können seine Eigenschaften noch nicht als optimal bezeichnet werden, da seine Stege sowohl zu dick als auch zu breit sind. MO5 war das erste gemessene Gitter mit 20001/mm. Die ersten Erfolge berechtigen zu der Hoffnung, die Effizienz in Zukunft durch Vergrößern der Dicke noch zu erhöhen.

2. Messungen im extremen Ultraviolett

Im Wellenlängenbereich 60-250Å wurden die Gitter D1, D2 und D3 (Mai 1978) sowie das Gitter M9 (April 1979) gemessen. Als Strahlungsquelle diente der 7.2 GeV-Elektronenbeschleuniger DESY in Hamburg. Monochromasie ($\lambda/\Delta\lambda \sim 400$)

wurde mit Hilfe eines Doppelmonochromators, der im Wesentlichen aus zwei hintereinander geschalteten Reflexionsgittern bestand, erreicht. Die Vorteile dieser Apparatur, die von Dietrich et al. (1972) ausführlich beschrieben wurde, waren der feste Austrittsspalt, der geringe Streulichtanteil sowie die gute Unterdrückung höherer Ordnungen. Dadurch war gewährleistet, daß nur Strahlung der gewünschten Wellenlänge zur Messung beitrug. An den Austrittsspalt war eine Vakuumkammer angeflanscht, welche das auf einem fahrbaren Schlitten montierte Gitter und den um das Gitter schwenkbaren Detektor enthielt. Die Strahlgeometrie war durch den Abstand Gitter-Detektor (145mm) und die Strahlbreite in Dispersionsrichtung (0.6mm) bestimmt. Als Detektor wurde ein offener Photomultiplier (Johnson MM1) verwendet. Da das Synchrotron von Natur aus keine konstante Lichtquelle ist, befand sich im Monochromator-tank ein zweiter Detektor, welcher mit dem Meßdetektor über einen Divisionsverstärker geschaltet war. Der Ausgang dieses Verstärkers war mit der Y-Achse eines X-Y-Schreibers verbunden, der Schwenkmechanismus mit der X-Achse. Beide Detektoren waren in ihrer Empfindlichkeit gegeneinander nicht konstant; deswegen mußte der Verstärker nach jeder Messung neu abgeglichen werden. Wegen der Monochromasie war das Intensitätsprofil des Strahls nur von der Geometrie beeinflußt und somit für alle Wellenlängen und Beugungsordnungen des Transmissionsgitters gleich. Daher brauchten zur Bestimmung der Intensität nur die maximalen Intensitäten der Beugungsordnungen und des direkten Strahls herangezogen werden, nicht aber, wie bei den Messungen im Röntgenbereich, die über die Beugungsordnung integrierte Intensität. Eine Komplikation war gegeben, daß der Strahlquerschnitt so breit war, daß sich die Ordnungen überlagerten. Daher setzten sich die gemessenen Intensitäten $I_{\text{mess}}(m)$ aus der tatsächlichen Intensität $I_{\text{tat}}(m)$ und den entsprechenden Anteilen $f(\pm\lambda)$ der benachbarten Beugungsordnungen zusammen. $f(\lambda)$ beschreibt dabei das Intensitätsprofil des Strahls in Dispersionsrichtung (Abb.32):

$$I_{\text{mess}}(m) = \sum_{n=-1}^{n=+1} I_{\text{tat}}(m+n) f(\lambda) \quad (47)$$

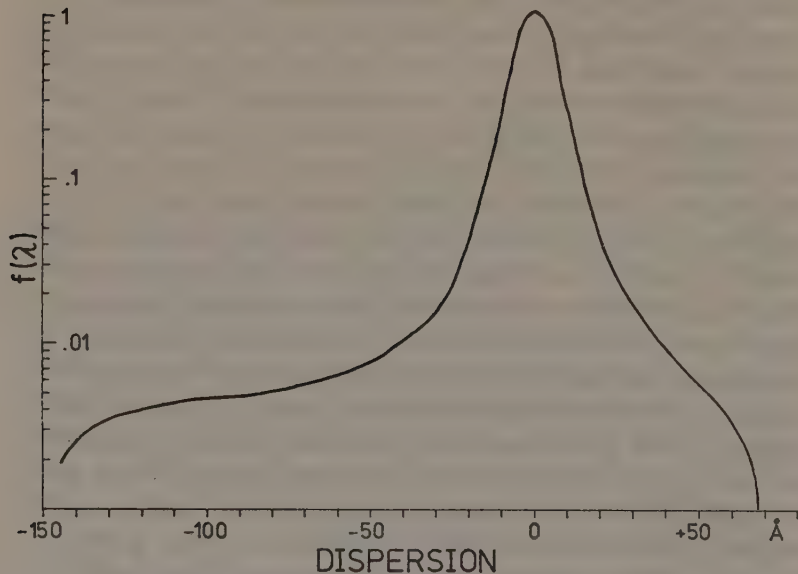


Abb.32 Intensitätsprofil des direkten Strahl der DESY-Messungen. Die Intensität (Ordinate) ist auf 1 für $\lambda=0$ normiert. Die Abszisse entspricht der Dispersion in Einheiten der Wellenlänge bezüglich erster Ordnung.

Aus der Lösung des linearen Gleichungssystems (32) wurden die tatsächlichen Intensitäten, und nach Division durch die auf das Gitter einfallende Intensität sowie Korrektur des Stützgitters die Effizienzen der einzelnen Beugungsordnungen gewonnen. Die Gitterdaten sind in Tabelle VI, der Vergleich der gemessenen Effizienzen mit der Theorie in Abb.33 dargestellt.

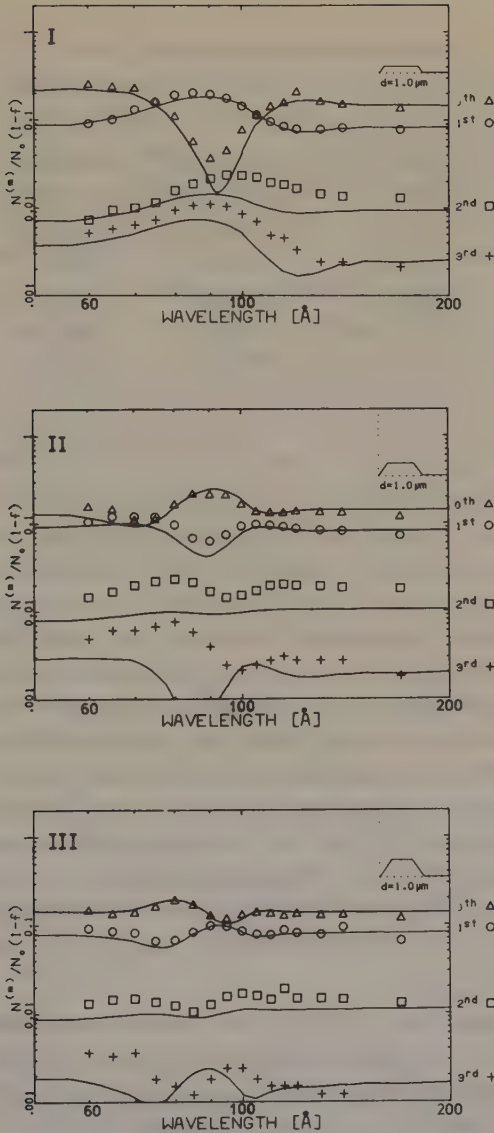


Abb.33 Effizienzen der Gitter D1, D2, D3 (Predehl et al. 1979c). Messwerte sind durch Dreiecke, Kreise, Vierecke und Kreuze dargestellt. Die ausgezogenen (theoretischen) Kurven ergeben sich aus den Parametern der eingezeichneten Stegprofile.

Tabelle VI Gitter D1, D2, D3

Gitter	D1	D2	D3
Original	interfer.	interfer.	interfer.
Linienzahl	1000 1/mm	1000 1/mm	1000 1/mm
Stützgitter	$33\mu\text{m} \times 33\mu\text{m}$	$33\mu\text{m} \times 33\mu\text{m}$	$33\mu\text{m} \times 33\mu\text{m}$
Fläch.anteil	67%	67%	67%
Stegbreite	$0.62\mu\text{m}$	$0.63\mu\text{m}$	$0.63\mu\text{m}$
Dicke	$0.09\mu\text{m}$	$0.18\mu\text{m}$	$0.25\mu\text{m}$
Flankensteil- heit dz/dx	1.5	1.5	1.5

Die Messwerte vor allem der nullten und ersten Ordnung ließen sich durch die theoretischen Kurven sehr gut anpassen. Die Abweichungen bei der zweiten und dritten Ordnung lassen darauf schließen, daß das Stegprofil durch ein Trapez nicht ausreichend beschrieben ist. Dieser Schluß liegt nahe, da diese beiden Ordnungen sehr unterschiedliche Wellenlängen-Abhängigkeiten zeigen. Meßfehler spielten nur bei der dritten Ordnung eine Rolle. Sie erreichten in Einzelfällen, in denen das Synchrotron nicht auf voller Leistung lief, 13%. Die Meßfehler ergaben sich aus dem Unterschied zwischen linker und rechter Ordnung, zwischen denen gemittelt wurde, und dem der Messung überlagerten Rauschen, dessen Größe davon abhing, wieviele bunches des Synchrotron besetzt waren.

Die aus den Messungen ermittelten Stegdicken stimmen offenbar nicht mit den tatsächlichen überein. Vergleiche mit Elektronenmikroskopaufnahmen ergaben, daß die Stege ca. 1.6mal dicker sind. Diese Vermutung wurde durch die Messung an Gitter M9 erhärtet.

Zum Zeitpunkt der Messung (April 1979) war die Intensität von DESY auf etwa 1/50 der ursprünglichen herabgesetzt. Dies verursachte bei zweiter und dritter Beugungs-

ordnung so große Meßfehler, daß bei der Auswertung auf diese Ordnungen verzichtet wurde. Das Gitter M9 besitzt relativ dicke Stege, daher waren die bei den Gittern D1, D2 und D3 noch ausgeprägten Strukturen der Effizienzkurven um $90\text{\AA}$ nur schwach ausgebildet. Damit war auch die Anpassung mit einer größeren Unsicherheit behaftet. Ein Vergleich der Abbildungen 34 zeigt aber, daß die Dicke bei $0.35\mu\text{m}$ bis $0.37\mu\text{m}$, auf jedenfalls deutlich unter der aus den Messungen im Röntgenbereich gewonnenen Dicke $0.47\mu\text{m}$ liegt. Da es sich bei beiden Messreihen um dasselbe Gitter handelt, ergibt sich daraus zwingend, daß die beiden Sätze Brechungsindizes, welche verwendet wurden (Aschenbach, $\lambda < 35\text{\AA}$ und Hagemann et al., $\lambda > 35\text{\AA}$) nicht konsistent sind.

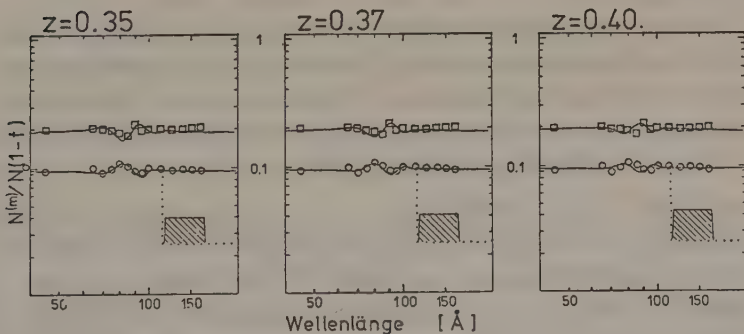


Abb.34 Gitter M9, absolute Effizienzen

Karos bezeichnen Messungen der nullten, Kreise der ersten Ordnung. Das Stegprofil ist jeweils eingezeichnet, von Bedeutung ist jedoch nur die Dicke z , die an den drei verschiedenen Anpassungskurven angegeben ist.

D.III. Messungen am Gitterring

Um die Ergebnisse der Einzelgittermessungen auch an einem Gesamtgitter verifizieren zu können, wurde ein kompletter Gitterring, bestückt mit 36 einzelnen Facetten, in Verbindung mit einem 32cm-Wolterteleskop (100cm^2 geometrische Fläche) getestet. Mit diesem Experiment sollte die Reproduzierbarkeit der Gitterherstellung geprüft werden.

Die Messungen wurden in der Teststrecke Panter durchgeführt, wobei die beiden Kollimatorspalte durch eine Lochblende unmittelbar vor der Röntgenquelle ersetzt wurden. Vor dem Teleskop war eine Ringblende montiert, die gewährleisten sollte, daß nur die Strahlung, welche der zweimaligen Reflexion an Paraboloid und Hyperboloid unterworfen war, in den Fokus gelangte. Der Spalt der Ringblende wurde mit 1mm Breite schmaler als für die Ausleuchtung des ganzen Paraboloid nötig gewählt, um die Abbildungseigenschaften des Teleskops zu verbessern. Wegen der geringen Entfernung zur Quelle betrug die Halbwertsbreite des Punktbildes immer noch 68" gegenüber 5" für eine Punktquelle im Unendlichen.

Obwohl für dieses Experiment ohne Belang, wurden die Gitter auf einem Ring toroidal entsprechend der Vorschrift aus Abschnitt C.IV.2 angeordnet, da die Messungen nach Ausbau des Panter auf 130m Länge Mitte 1980 wiederholt werden sollen. Bei einer Quellenentfernung von 130m sind die Abbildungseigenschaften des Teleskops so gut, daß Koma und Astigmatismus eine Rolle spielen würden, wenn das Gitter eben montiert wäre. Der Gitterring konnte auf einem Schlitten in Richtung auf den Fokus verschoben werden und gab dann den direkten, vom Teleskop kommenden, Strahlengang frei. Der Eintrittsspalt des Proportionalzählers wurde auf $0.1\text{mm} \times 2\text{mm}$ begrenzt, um die vom Teleskop herrührende Streustrahlung senkrecht zur Dispersionsrichtung auszublenden. In Abb.35 ist der Gitterring mit seinen Justiereinrichtungen, in Abb.36 schematisch der gesamte Meßaufbau dargestellt.

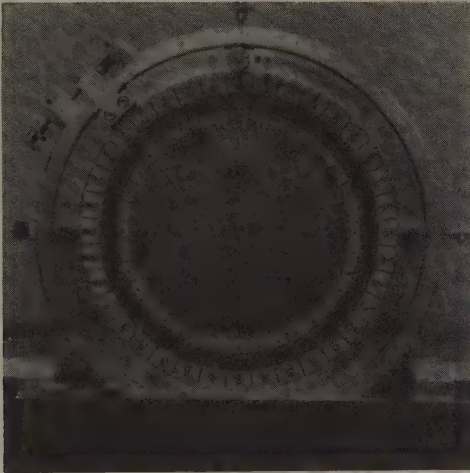


Abb.35 Gitterring mit 36 einzelnen Facetten als Objektgitter für ein 32cm-Wolterteleskop. Der Ring klemmt justierbar in einer Halterung, diese ist wiederum auf einem Schlitten montiert, um den Ring in Richtung auf den Fokus aus dem Strahlengang zu fahren.

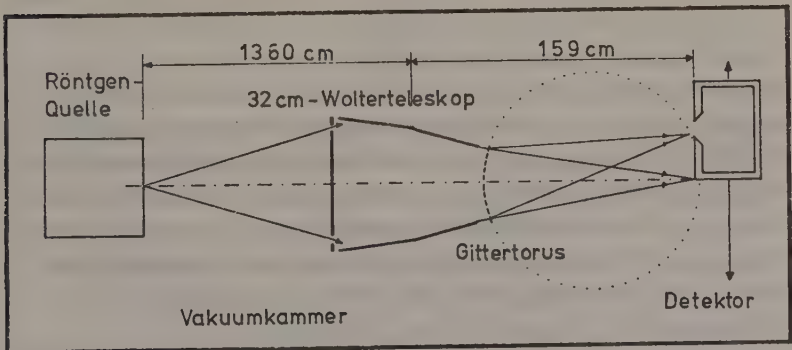


Abb.36 Schemazeichnung der Gitterring-Messungen an der Teststrecke Panther.

Aufgrund der großen Sammelfläche des Teleskops gab es keinerlei Probleme mit der Intensität. Obwohl sie so groß war, daß Meßfehler als Folge der Photonenstatistik keine Rolle spielten, konnte die Röntgenquelle mit sehr geringer Leistung betrieben werden ($\sim 7\text{kV}$, $\sim 5\text{mA}$), wodurch eine deutlich verbesserte Langzeitstabilität erzielt wurde. Die Meßzeit selbst ließ sich nicht herabsetzen, da das Zählrohr maximal etwa 4000 Photonen/sec vertrug, ohne seine Linearität zu verlieren.

Eigenschaft von Röntgenteleskopen ist es, daß neben dem spekulär reflektierten Anteil der einfallenden Strahlung noch ein gestreuter Anteil vorhanden ist. Diese durch die Mikrorauigkeit der Spiegeloberfläche verursachte Streuung erzeugt um das Punktbild einen Halo, dessen Größe mit kleinerer Wellenlänge zunimmt; dies führt zu einer Kontrastverminderung des Bildes (Abb.37).

Das Intensitätsprofil des direkten, vom Teleskop kommenden Strahls ließ sich darstellen durch eine Summe einer Gauss-Verteilung (des spekulär reflektierten Anteils) und der Streuverteilung:

$$I(x) = a e^{-\left(\frac{x}{\tau}\right)^2} + b \frac{1}{1+(cx)^2} \quad (48)$$

Die Streuverteilung entspricht der von Lenzen (1978) angegebenen, wobei die die Streuung bestimmenden physikalischen Parameter (Mikrorauigkeit, Korrelationslänge, Einfallswinkel und Wellenlänge) in den Konstanten b und c zusammengefaßt wurden. Mit (48) wurde eine Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate für jede gemessene Wellenlänge durchgeführt; Ausgleichsparameter waren a , τ , b und c .

Die angepassten Intensitätsverteilungen $I(x)$ wurden dazu benutzt, aus den gemessenen Spektren die Effizienzen der Beugungsordnungen zu ermitteln. Dies geschah wiederum

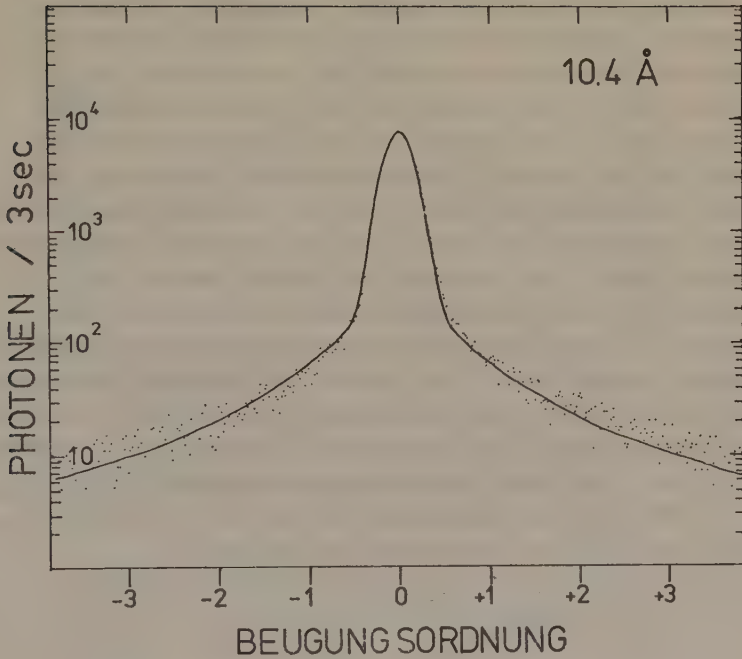


Abb.37 Intensitätsverteilung des Teleskoppunktbildes für $\lambda = 10.4 \text{ \AA}$. Ordinate: Intensität pro Meßintervall, Abszisse: Ablage von der optischen Achse; als Maßstab wurde die Dispersion $m\lambda/\lambda_0$ für ein unmittelbar hinter dem Teleskop angeordnetes Gitter mit 10001/mm verwendet, um die Überlagerung der einzelnen Beugungsordnungen zu demonstrieren. Die durchgezogene Kurve ist die Anpassung an die (gepunkteten) Messungen. Die Streuung der Meßpunkte in den Flügeln ist durch die Photonenstatistik bedingt.

mittels Ausgleichsrechnung:

$$I_{sp} = \sum_m \text{Eff}_m I(x-x_m) \quad (49)$$

Dabei ist I_{sp} die gemessene Intensitätsverteilung des Spektrums, $I(x-x_m)$ die nach (48) ermittelte Intensitätsverteilung des direkten Strahls. Angepasst wurden die Größen x_m und Eff_m . Unter der Voraussetzung monochromatischer Strahlung entsprach Eff_m unmittelbar der Effizienz der m-ten Ordnung. Da die Voraussetzung nicht streng erfüllt war, machte sich die mangelnde Monochromasie bei den höheren Beugungsordnungen durch ein Auffüllen der Täler bemerkbar. Bei der Auswertung wurde dies nicht berücksichtigt, da nur bis zur dritten Ordnung gerechnet wurde, und deswegen der Fehler weniger als 10% betrug. Nur bei 44.8Å-Messung waren die Abweichungen so groß, daß auf das beschriebene Auswerteverfahren verzichtet wurde. Da aber bei dieser Wellenlänge die Streuung vernachlässigbar klein war, wurde diese Messung nach dem für Einzelgitter üblichen Verfahren ausgewertet. In den Abb.38 a-g sind alle Messungen zusammengestellt. Bei 14.5Å und 21.6Å trugen mehrere Linien zur Strahlung bei, dies wurde bei der Anpassung berücksichtigt.

-

Abb.38 (folgende Seiten)

gemessene Spektren mittels Teleskop-Gitter Kombination
Aufgetragen ist die Intensität gegen die Dispersion $m\lambda/\lambda_0$,
 λ_0 wie jeweils angegeben. Die Intensität ist als Effizienz bezeichnet, dies stimmt exakt nur für die nullte Beugungsordnung, für die die Spektren normiert wurden. Mit zunehmender Ordnungszahl ergeben sich Abweichungen aufgrund der Streuung und der damit verbundenen Überlagerungen der Ordnungen.

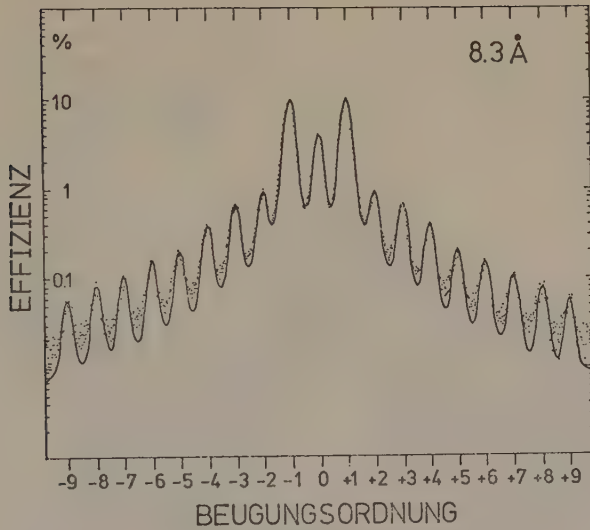


Abb.38a Gitterring, Spektrum bei $\lambda_0 = 8.3 \text{ \AA}$

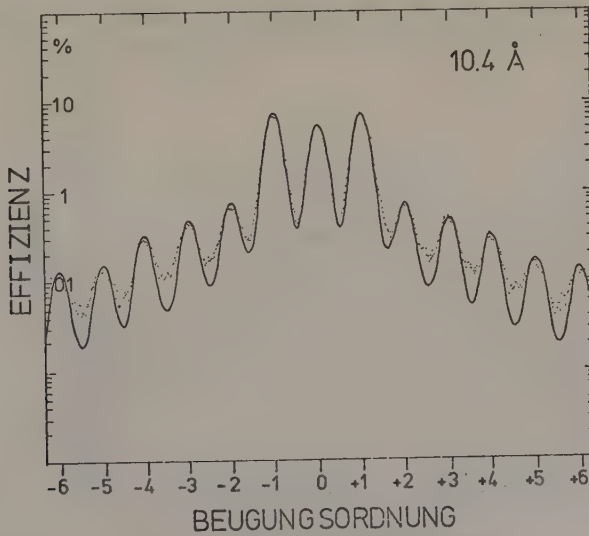


Abb.38b Gitterring, Spektrum bei $\lambda_0 = 10.4 \text{ \AA}$

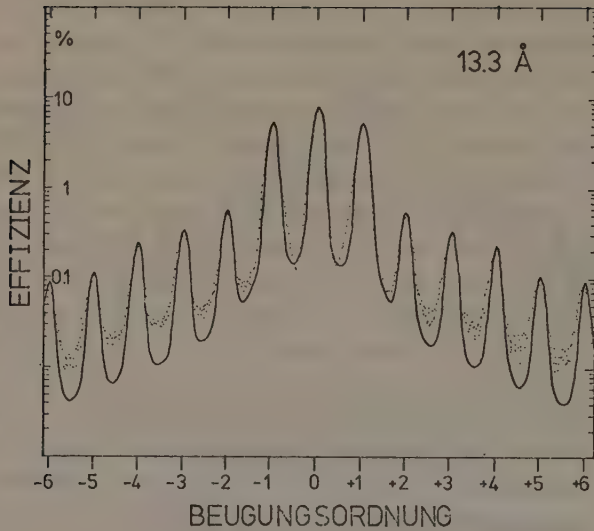


Abb.38c Gitterring, Spektrum bei $\lambda_0 = 13.3\text{\AA}$

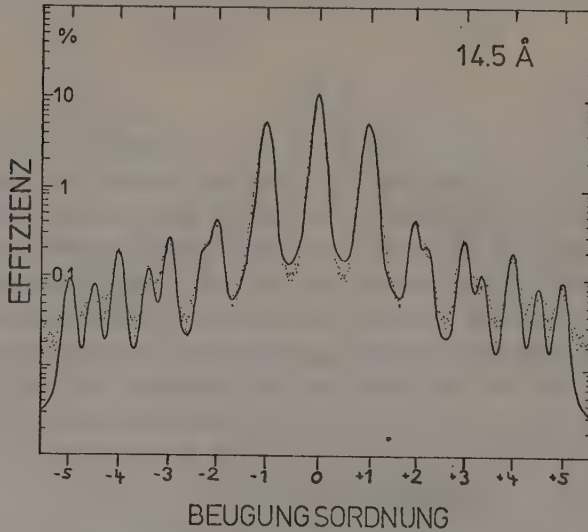


Abb.38d Gitterring, Spektrum bei $\lambda_0 = 14.5\text{\AA}$ mit nicht identifizierter Nebenlinie bei $16.3\text{\AA}$.

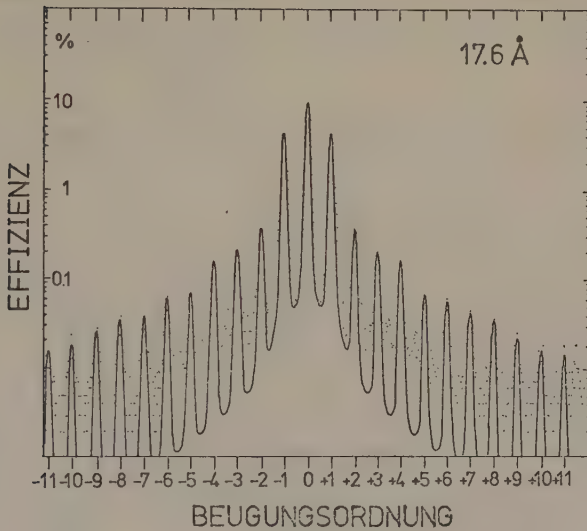


Abb.38e Gitterring, Spektrum bei $\lambda_0 = 17.6 \text{ \AA}$

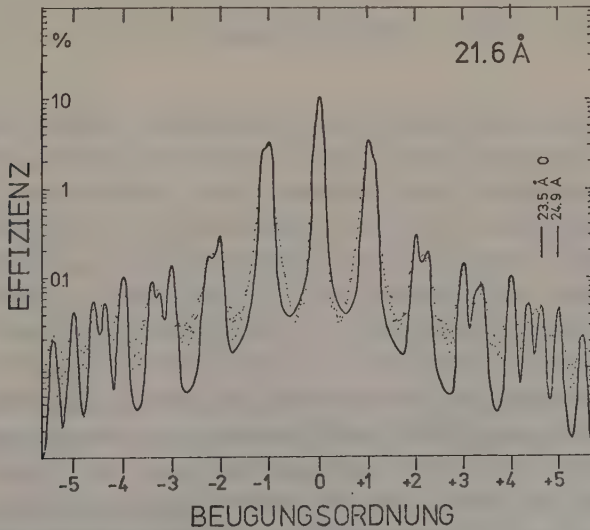


Abb.38f Gitterring, Spektrum bei $21.6 \text{ \AA}$ mit Nebenlinien bei $23.5 \text{ \AA}$ (Sauerstoff) und $24.9 \text{ \AA}$

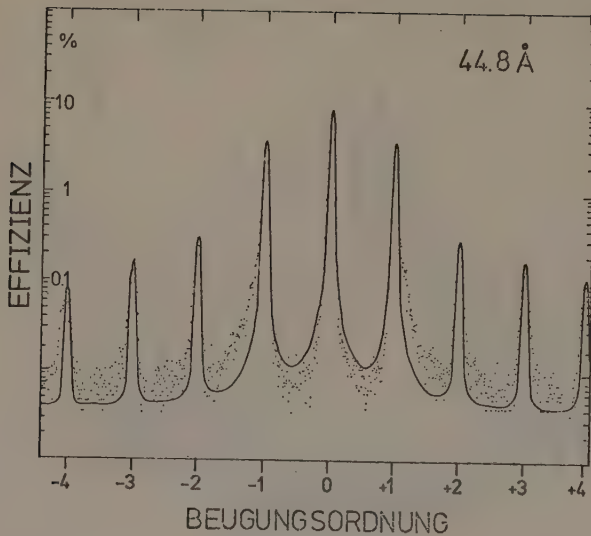


Abb.38g Gitterring, Spektrum bei $\lambda_0 = 44.8\text{\AA}$

Es konnte kein Stegprofil gefunden werden, welches eine Anpassung der theoretischen Kurven an alle vier Beugungsordnungen gewährleistete. Dies wurde darauf zurückgeführt, daß die Gitterfacetten unterschiedliche Stegprofile besitzen müßten. Diese Vermutung wurde erhärtet durch die Tatsache, daß die Intensität der Beugungsordnungen mit zunehmender Ordnungszahl mehr oder weniger exponentiell abfiel, während für ein einheitliches Stegprofil dem exponentiellen Abfall eine Periodizität überlagert sein müßte, einzelne Ordnungen sogar verschwinden sollten. Das Stegprofil wurde nun so gewählt, daß eine möglichst gute Anpassung der nullten, ersten und zweiten Beugungsordnung erreicht wurde, wäh-

rend die dritte, die auf Variationen des Stegprofils am empfindlichsten reagiert, die größten Abweichungen zeigte (Abb.39)

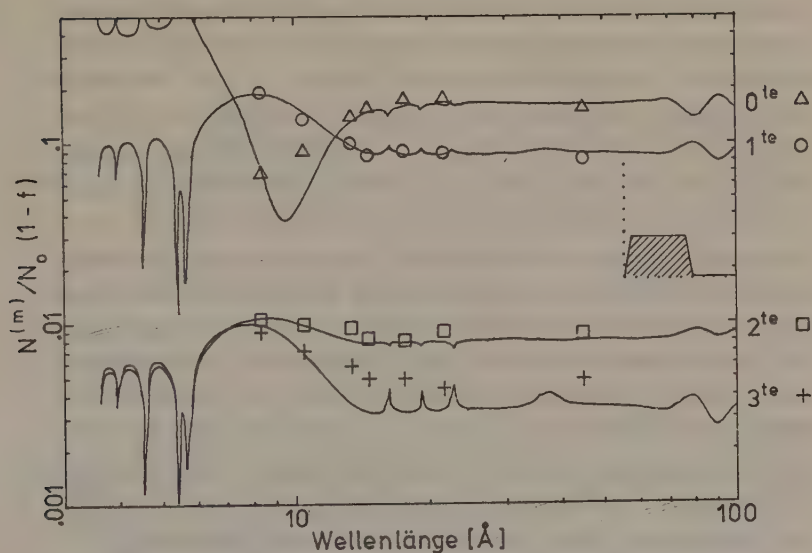


Abb.39 Effizienzen der Gitterringmessungen. Symbole kennzeichnen die Messung, ausgezogene Kurven die Theorie. Das Stegprofil ist rechts eingezeichnet, die Skala beträgt $1\mu\text{m}$. Die Parameter sind: Basisbreite = $0.605\mu\text{m}$, Dicke = $0.36\mu\text{m}$, Flankensteilheit $dz/dx = 6.0$. Die abgeschattete Fläche betrug 44% und setzte sich aus Stützgitter und Stützstege der Halterung (28% bzw. 22% bezogen jeweils auf die Gesamtfläche) zusammen.

Der exponentielle Intensitätsabfall der Beugungsordnungen konnte mit einer statistischen Schwankung der Stegbreite um den Mittelwert $0.605\mu\text{m}$ erklärt werden. Unter der Annahme einer Normalverteilung ergab sich eine Varianz von $0.03\mu\text{m}$.

Eine Reihe von Facetten wurde nachträglich stichprobenartig gemessen. Diese Messungen wurden an der Anlage Zeta mit Hilfe eines ortsempfindlichen Proportionalzählers (Fa. Braun, München) durchgeführt. Dieser Zähler besaß einen Kohlebeschichteten Quarzfaden, an dessen Enden jeweils ein ladungsempfindlicher Vorverstärker angeschlossen war. Die Ortsauslese geschah über den Vergleich der Impulsanstiegszeiten (Henne, 1976). Der Ort konnte über eine Länge von 35mm auf 0.1mm genau bestimmt werden. Da Ortssignal wurde in ein Spannungssignal umgewandelt, so daß das Spektrum während der Messung auf einem Vielkanalanalysator dargestellt werden konnte.

Die Anzahl der Facetten reichte nicht aus, um eine statistische Verteilung zu bestimmen, es zeigte sich jedoch, daß die meisten Gitter Stegbreiten nahe $0.6\mu\text{m}$ besaßen, daß aber einige "Ausreißer" mit erheblichen Abweichungen ($\pm 0.08\mu\text{m}$) dabei waren. Die Extrema sind in Abb.40 dargestellt.

Aus den Messungen wurde der Schluß gezogen, daß die Reproduzierbarkeit der Herstellung noch nicht ausreichend war. Bei einem Steg-Lücke Verhältnis 1:1 würde sich eine Schwankung allerdings nicht so störend bemerkbar machen, da die zweite Ordnung auch bei z.B. 0.54:0.46 noch genügend unterdrückt wäre.



Abb.40 gemessenen Spektren mit drei unterschiedlichen Facetten des Gitterrings. Stegbreiten (von links): $0.59\mu\text{m}$, $0.67\mu\text{m}$.

E. Spektroskopische Möglichkeiten

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie genau mit einem vorgegebenen spektroskopischen Instrument die Emissionen einer thermischen Röntgenquelle beobachtet, und daraus die astrophysikalischen Parameter Emissionsmaß, Temperatur und Elementverteilung bestimmt werden können.

Zu diesem Zweck wurde das Spektrum eines Plasmas, bestehend aus einer frei wählbaren Elementverteilung der Elemente H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ca, Fe und Ni, für eine beliebige Temperatur zwischen 0.3 und 20 Millionen Grad im Bereich $1\text{\AA}$ bis $150\text{\AA}$ berechnet. Für das Spektroskop wurde ein vierschalgiges Wolterteleskop mit einem Durchmesser der äußersten Schale von 80cm und einer Sammelfläche von 1240cm^2 , ein Transmissionsgitter mit 1000 l/mm und wahlweise ein Proportionalzähler oder ein Channelplate-Detektor angenommen. Berücksichtigt wurden die effektiven Flächen bzw. Effizienzen sowie die Abbildungseigenschaften aller beteiligten Komponenten jeweils in Abhängigkeit der Wellenlänge.

Das Emissionsmaß der den Modellspektren zugrunde liegenden Röntgenquelle wurde willkürlich zu $10^{53}/\text{cm}^3$, die Entfernung zu 10pc festgelegt. Dies entspricht in etwa dem Stern Capella. Wegen der geringen Entfernung wurde auf die Berücksichtigung der interstellaren Absorption verzichtet. Für die Elementverteilung wurde die der solaren Korona angenommen (Pottasch, 1967).

E.I. Thermische Emissionen eines dünnen Plasmas

Verschiedentlich wurde der Versuch unternommen, das Emissionsspektrum eines heißen Plasmas theoretisch zu berechnen. Das Plasma wurde dabei generell als dünn angenommen; damit konnte Strahlungsabsorption vernachlässigt werden, d.h. angeregte Zustände sind nur die

Folge von Stößen mit freien Elektronen.

Landini und Fossi (1970) berechneten 40 Linien im Bereich $1\text{\AA} - 100\text{\AA}$, Tucker und Koren (1971, im folgenden mit TK bezeichnet) 459 Linien im Bereich $1\text{\AA} - 70\text{\AA}$. Sie zeigten, daß das Spektrum unterhalb von 10^7K durch Linienemission, oberhalb vorwiegend durch Bremsstrahlung gekennzeichnet ist. Kato (1976) berücksichtigte 795 Linien zwischen $1\text{\AA}$ und $250\text{\AA}$. Sie vernachlässigte den Zwei-Photonen-Zerfall, da er, wie schon von TK gezeigt, nur unwesentlich zum Spektrum beiträgt. Gegenüber TK ergeben sich bei ihren Spektren eine Reihe von Abweichungen. Bei $5 \cdot 10^6\text{K}$ sind zB. Linienintensitäten von Fe XVI ($17.6\text{\AA}$) und Fe XII ($11.5\text{\AA}$) um eine Größenordnung niedriger, die von Fe XVII ($15.0\text{\AA}$) eine Größenordnung höher als bei TK. Es war nicht ganz klar, woher diese Unterschiede stammen, doch sieht sich Kato in Übereinstimmung mit einer Reihe anderer Autoren.

Die nachfolgend dargestellten Spektren entsprechen denen von Kato, wobei allerdings der Bereich auf $1\text{\AA} - 150\text{\AA}$ und 633 Linien begrenzt wurde. Es wurden die gleichen Emissionsprozesse und Ausgangsdaten mit Ausnahme etwas anderer Ionisationsgleichgewichte benutzt. Jordan (1969) berechnete diese für die solare Korona einerseits und für ein dünnes Plasma mit vernachlässigtem Strahlungsfeld andererseits. Im Gegensatz zu den von mir benutzten Tabellen verwendete Kato die für die Sonne.

Von diesen Tabellen wurden die Werte von insgesamt 102 Ionisationsstufen der schwereren Elemente im Temperaturbereich $\log T = 5.5 - 7.3$ (angegeben in 0.1er Schritten) berücksichtigt. Zwischenwerte wurden nach Bedarf kubisch interpoliert. H und He sind bei diesen Temperaturen vollständig ionisiert. Die für die Berechnung der Rekombinationsstrahlung benötigten Ionisationsgleichgewichte wurden den Tabellen von Moore (1952) entnommen, fehlende Werte entsprechend der isoelektronischen Reihe interpoliert. Übergangswellenlängen, Anregungsenergien und effektive Stärken der 633 Linien wurden direkt von Kato übernom-

men. Die Ermittlung der effektiven Stärken aus den Stoßquerschnitten und Oszillatorstärken wird in ihrer Veröffentlichung eingehend beschrieben; deswegen soll auf die Darstellung verzichtet werden.

Für die Berechnung der Emissionsprozesse wurden folgende Formeln verwendet:

1. Linienstrahlung (gebunden - gebunden)

$$P_L = \frac{N_e^2}{1+2 \frac{N_{He}}{N_H}} \cdot \frac{N_{Z,z}}{N_Z} \cdot \frac{N_Z}{N_H} \cdot h\nu \cdot 8.63 \cdot 10^{-6} f_{gi} \cdot T \cdot \frac{1}{2} \cdot e^{-\frac{E_{gi}}{kT}} \quad (50)$$

mit P_L [erg/sec/cm³/N_e²] Volumenemissionsrate

N_e Elektronendichte [1/cm³]

N_{He}, N_H Dichte von Helium und Wasserstoff

$\frac{N_{Z,z}}{N_Z}$ Ionenhäufigkeit des Ions der Stufe z relativ zum neutralen Atom der Ladungszahl Z.

f_{gi} Effektive Stärke des Übergangs $g \rightarrow i$

E_{gi} Anregungsenergie des Übergangs $g \rightarrow i$

$h\nu$ Energie der Linienstrahlung

T Elektronentemperatur

2. Bremsstrahlung (frei - frei)

$$\frac{dP_B}{d\lambda} = \frac{2.04 \cdot 10^{-22}}{\lambda^2 T_6^{0.5}} \sum_z z^2 N_e N_{Z,z} \bar{g}_B e^{-\frac{144}{\lambda T_6}} \quad (51)$$

mit $\frac{dP_B}{d\lambda}$ erg/sec/cm³/N_e²/Å Emissionsrate pro Wellenlängenintervall

T_6 Temperatur in 10⁶K

$\bar{g}_B$ gemittelter Gauntfaktor (Karzas et al., 1961)

3. Rekombinationsstrahlung (frei - gebunden)

$$\frac{dP_f}{d\lambda} = \frac{6.52 \cdot 10^{-23}}{\lambda^2 T_6^{3/2}} N_e N_H X_{Z,z,n} e^{-\frac{144}{\lambda T_6}} \quad (\lambda < 12.4 I_{Z,z,n})$$

$$= 0 \quad (\lambda > 12.4 I_{Z,z,n}) \quad (52)$$

$$\text{mit } X_{Z,z,n} = \frac{N_{Z,z+1}}{N_Z} \frac{N_Z}{N_H} \frac{s}{2n^2} n \left(\frac{I_{Z,z,n}}{I_H} \right)^2 e^{-\frac{0.0116 I_{Z,z,n}}{T_6}}$$

($s/2n^2$) unaufgefüllter Teil der Schale n

In Abb.41 sind die Spektren für die Temperaturen 1.0, 5.0 und 10.0 Millionen Grad dargestellt. Den Hauptbeitrag zur Kontinuumsstrahlung liefert bei hohen Temperaturen die Bremsstrahlung, bei niedrigen die Rekombinationsstrahlung. Signifikant sind die Kanten der Ionen C V ($31.6\text{\AA}$), C VI ($25.3\text{\AA}$) und O VII ($16.8\text{\AA}$).

Unterhalb von ca. 2 Millionen Grad stammen die intensivsten Linien von den Ionen O VII ($21.6, 22.1\text{\AA}$), C VI ($33.7\text{\AA}$) und C V ($40.3, 41.5\text{\AA}$); der Bereich zwischen $60\text{\AA}$ und $100\text{\AA}$ wird von einer Reihe starker Linien hochionisierter S, Si, Mg, Ne Atome beherrscht. Oberhalb von $100\text{\AA}$ erscheinen einige Linien der Ionen Fe VIII, Fe IX bzw. Ni X und Ni XI. Mit zunehmender Temperatur wird der Kontinuumsanteil größer, da die Atome mehr und mehr ionisiert werden, und somit erst die Linien der leichteren Ionen, später auch die der schwereren verschwinden. Oberhalb von 10 Mill. Grad sind nur noch einige Linien hochionisierten Eisens vorhanden. Ansonsten wird das Spektrum von der Bremsstrahlung beherrscht.

Abb.41 (folgende Seiten) Emissionsspektren heißer, dünner Plasmen. Strahlungsleistung pro cm^3 und $\text{\AA}$ normiert auf $N_e^2=1$. Bremsstrahlung (gestrichelt), Rekombinationsstrahlung (gepunktet) und deren Summe (durchgezogen). Die Linienemissionen P_1 sind dem Kontinuum addiert.

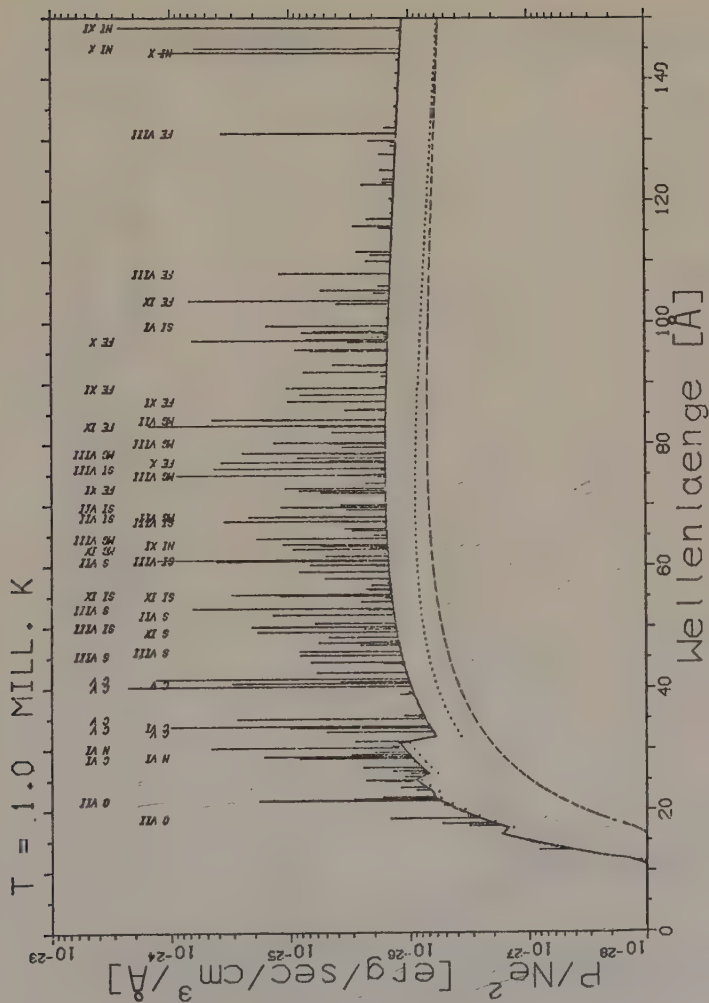


Abb. 41a Strahlungsleistung pro cm^3 und sec bei $N_e^2=1$
 $T = 1 \text{ Mill. K}$

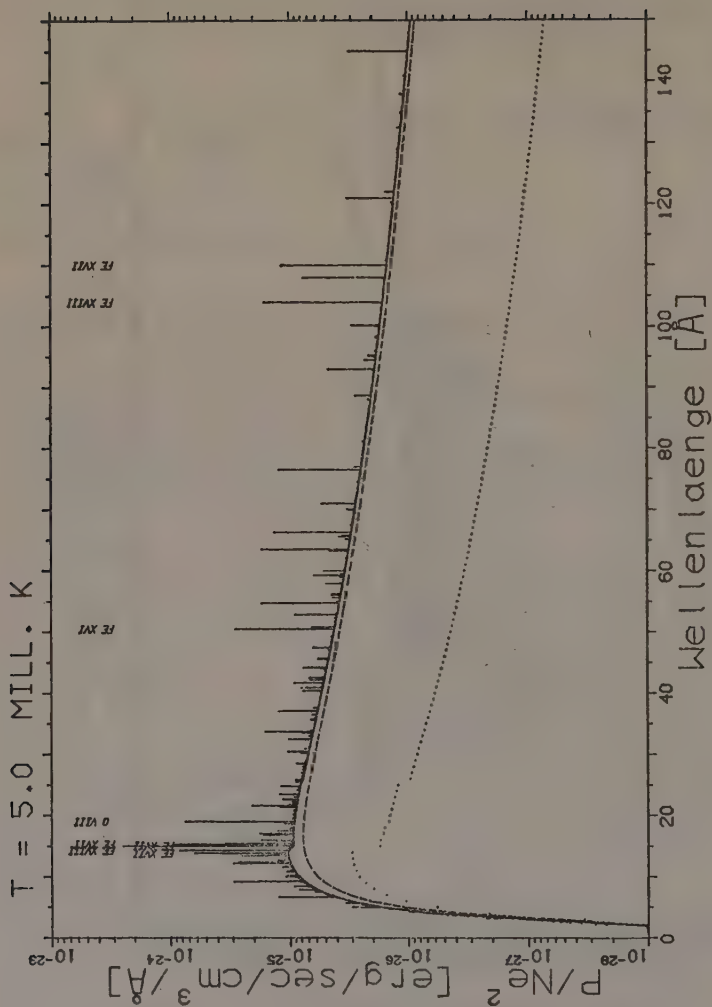


Abb.41b Strahlungsleistung bei $T = 5 \text{ Mill. K}$

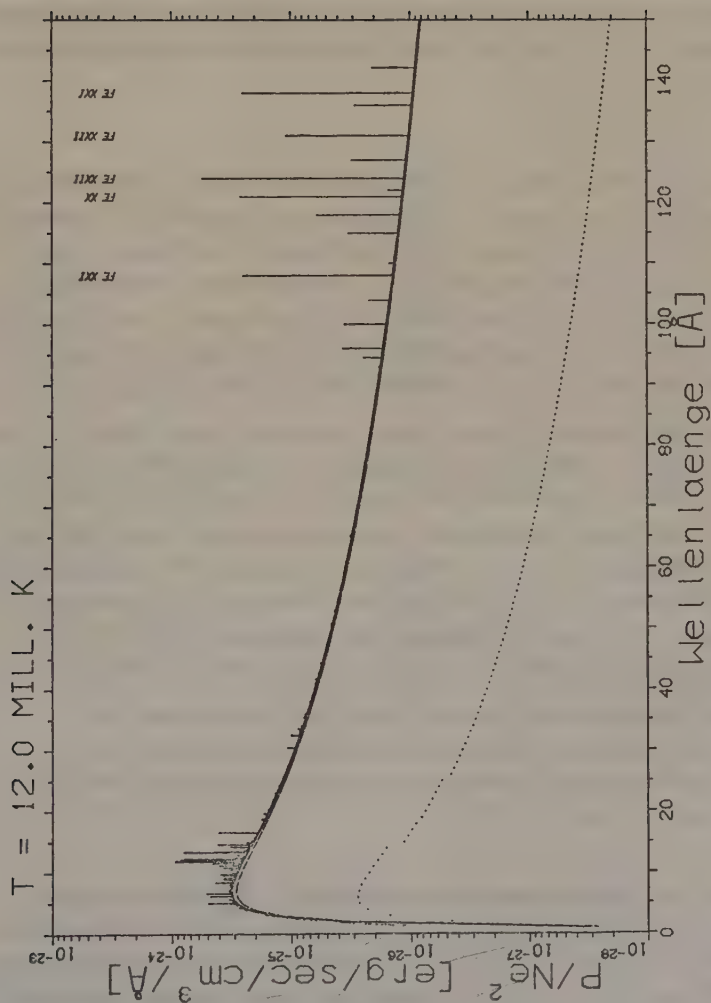


Abb.41c Strahlungsleistung bei $T = 12 \text{ Mill. K}$

E.II. Übertragungsfunktion des Spektroskops

Das Röntgenspektroskop besteht aus drei Komponenten, die die Übertragungsfunktion beeinflussen, nämlich Teleskop, Gitter und Detektor. Deren Eigenschaften bestimmen die Sensitivität und das spektrale Auflösungsvermögen des ganzen Instruments.

1. Sensitivität

Als Teleskop wurde ein vierschaliges 80cm - Wolterteleskop zugrunde gelegt, so wie es z.Zt vom MPE in Zusammenarbeit mit der Firma Zeiss entwickelt und gebaut wird. Dieses Teleskop besitzt eine geometrische Sammelfläche von ca. 1200cm^2 . Die effektive Fläche ist, da die Reflektivität wellenlängenabhängig ist, kleiner; sie beträgt bei $10\text{\AA}$ nur noch ca. 400cm^2 (Aschenbach, 1979; Abb.42a).

Für das Transmissionsgitter wurde ein 1000 l/mm - Gitter mit einer Stegdicke von $0.3\mu\text{m}$, einer Basisbreite von $0.5\mu\text{m}$ und einer Flankensteilheit von 4.0 gewählt. Abb.42b zeigt die Effizienz der ersten Beugungsordnung einer Seite. Dies entspricht der Gesamteffizienz, da für die Abschattung durch Stützgitter und Halterungen 50% angenommen wurde. Bei der Berechnung der Spektren wurde die Überlagerung der ersten drei Ordnungen berücksichtigt.

Als Detektor wurden zwei Versionen gerechnet:

- a) ein ortsempfindlicher Proportionalzähler
- b) ein hochauflösender Channelplate-Detektor ("high resolution imager", HRI).

Die Empfindlichkeit des Proportionalzählers ergibt sich aus der Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs-gases und der Transmissions des Zählrohrfensters (Aschenbach, 1979; Abb.42c), die des HRI aus der Quantenausbeute der Channelplate und der Transmission des vorgeschalteten UV-Filters. Die Quantenausbeute ist sowohl von der Wellenlänge als auch vom Winkel der einfallenden Strahlung abhängig; es wurden gemessene Werte des HEAO-B Detektors

verwendet (Henry et al., 1977). Als Filter wurde eine $1\mu\text{m}$ dicke Polypropylenfolie mit $800\text{\AA}$ Aluminium-Auflage angenommen. Die Transmission wurde mit Hilfe tabulierter Massenabsorptionskoeffizienten (Henke et al., 1974) berechnet. Die Gesamteffizienz des HRI ist in Abb.42d dargestellt.

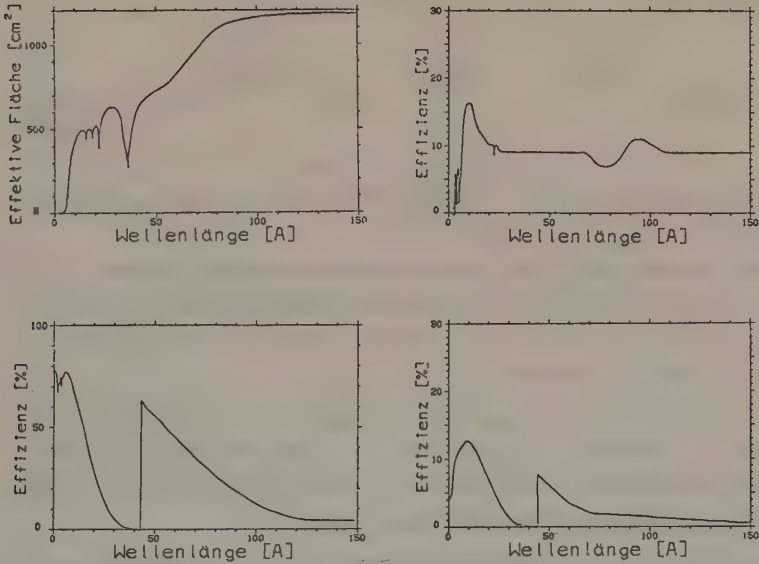


Abb.42a (links oben) Effektive Fläche des 80cm-Teleskops
Abb.42b (rechts oben) Effizienz der ersten Ordnung eines
10001/mm-Gitters; Dicke $0.3\mu\text{m}$, Steg-Lücke Verh. 1:1
Abb.42c (links unten) Effizienz des Proportionalzählers
Abb.42d (rechts unten) Effizienz des HRI (Quantenausbeute
der Channelplate + Transmission des Filters)

2. Spektrales Auflösungsvermögen

Dieses resultiert aus den Abbildungseigenschaften der beteiligten Komponenten unter Berücksichtigung der durch die Gitterkonstante und die Fokallänge bestimmten Dispersion ($5\text{\AA}/\text{mm}$). Das Punktbild des Teleskops setzt sich, wie schon erläutert, aus dem (gaussförmigen) Intensitätsprofil des spekulär reflektierten Anteils sowie dem Streuhalo zusammen. Normiert man die Fläche unter dem gesamten Profil auf 1, so gilt: (53)

$$I_{\gamma} = \frac{0.33}{\tau} e^{-\left(\frac{4\pi\sigma\alpha}{\lambda}\right)^2} e^{-\left(\frac{\gamma}{1.67\tau}\right)^2} + (1 - e^{-\left(\frac{4\pi\sigma\alpha}{\lambda}\right)^2}) \frac{2\alpha T}{\lambda} \frac{1}{1 + \left(\frac{\gamma\lambda}{2T}\right)^2}$$

Der Einfallswinkel beträgt 2° , für die übrigen Parameter wurden eingesetzt:

Halbwertsbreite des spekulär reflektierten Strahls $\tau = 10''$
 Mikrorauigkeit $\sigma = 10\text{\AA}$, Korrelationslänge der Rauigkeit $T = 1.5\mu\text{m}$. Der Streuung liegt die Theorie von Beckman et al. (1963) zugrunde.

Die durch die Kombination Teleskop-Gitter verursachten Abbildungsfehler wurden nach Gl. (36) ebenfalls durch ein Gauss-Profil angenähert, dessen Halbwertsbreite allerdings wellenlängenabhängig ist.

Das Ortsauflösungsvermögen des HRI soll 0.04mm betragen, das des Proportionalzählers $0.4\sqrt{12.4/\lambda}\text{mm}$. Auch diese Werte verstehen sich als Halbwertsbreiten von Gausskurven.

Alle Halbwertsbreiten wurden quadratisch addiert, und jeder Abschnitt des Spektrums entsprechend Gl. (53) auf seine Nachbarabschnitte verschmiert.

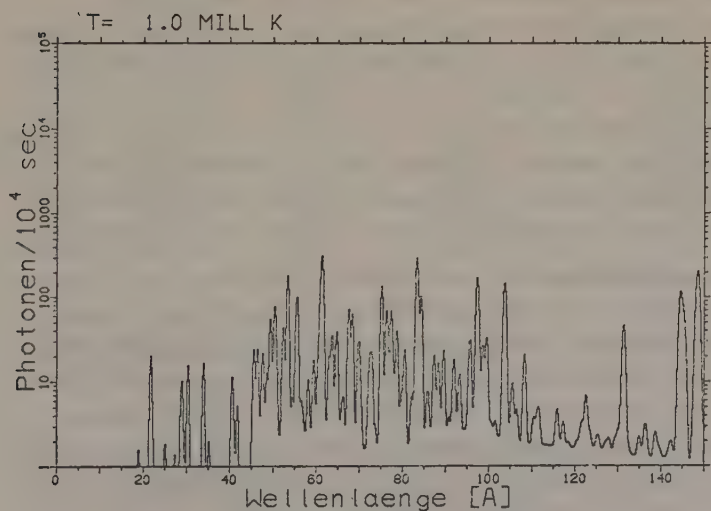
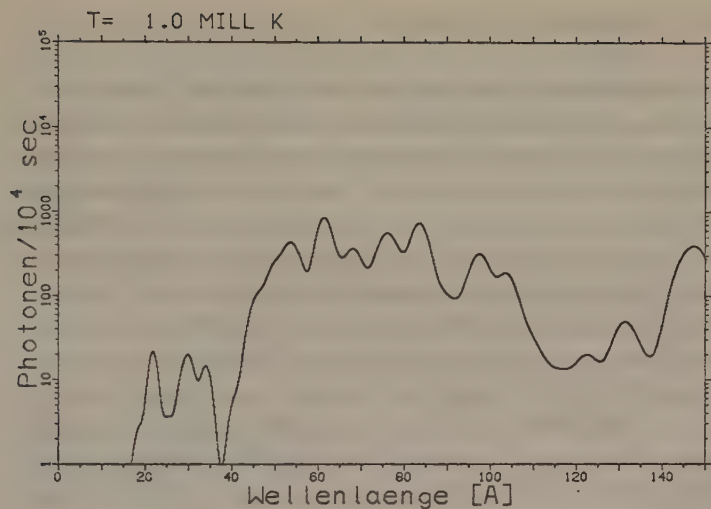


Abb.43 theoretisch berechnete Spektren, wie man sie mit einem Proportionalzähler (oben) bzw. HRI (unten) messen würde. Quelle: Temperatur = $1 \cdot 10^6$ K, Emissionsmaß $\int N_e^2 dv = 10^{53}$, Entfernung = 10 pc, Elementhäufigkeit der Sonnenkorona. Aufgetragen ist: Photonen/ $0.2 \text{ \AA} / 10^4 \text{ sec}$ über Wellenlänge.

E.III. Diskussion der Spektren

Aus den gemessenen Spektren muß zunächst die Temperatur des emittierenden Plasmas bestimmt werden. Dies geschieht am besten durch Vergleich der Linienintensitäten verschiedener Ionisationsstufen desselben Elements. Ist die Temperatur festgelegt, so bleibt als weitere Unbekannte die Elementverteilung. Diese läßt sich wiederum aus dem Verhältnis von Linienintensitäten jetzt aber verschiedener Elemente ermitteln. Durch Anpassung des gesamten Spektrums an die Absolutintensität läßt sich dann (bei bekannter Entfernung der Quelle) das Emissionsmaß bestimmen. Die Frage ist nun, wie genau lassen sich diese Parameter berechnen, d.h. mit welcher Signifikanz sind bestimmte Teile des Spektrums beobachtbar und wie genau muß die Instrumentübertragungsfunktion bekannt sein.

Um dies zu verdeutlichen, sollen einige Beispiele diskutiert werden, wobei die Temperatur um 20% variiert wurde, um Abweichungen im Spektrum festzustellen. Berechnet wurde dies für ein HRI (0.8/1.0 Mill.K) und für einen Proportionalzähler (0.8/1.0, 4.0/5.0, 10.0/12.0 Mill. K), der zwar ein wesentliches geringeres spektrales Auflösungsvermögen liefert, aufgrund seiner großen Sensitivität trotzdem für manche Untersuchungen gut geeignet ist.

Die Signifikanz eines Ereignisses, bestehend aus N Photonen, ergibt sich aus der Statistik zu $\sqrt{N}$. Bei den bisher verwendeten logarithmischen Ordinatenmaßstäben der Spektren läßt sich der Fehlerbalken bei hohen Zählraten nicht mehr darstellen. Umgekehrt gilt dies für kleine Zählraten bei linearem Maßstab. Um die Signifikanz einer gemessenen Spektrallinie graphisch anschaulich darzustellen, wurde als Ordinate $\sqrt{\text{Zählrate}}$ gewählt. Damit sind Fehlerbalken über den gesamten Bereich gleich groß und entsprechen einem Skalenteil. Die Ordinate versteht sich also als Signifikanz in Einheiten σ . Erstreckt sich eine Linie über mehrere $0.2\text{\AA}$ -Abschnitte des Spektrums, so ist ihre Signifikanz $\sigma_L = \sum_i \sigma_i$. Berücksichtigt man zusätzlich den Untergrund des Kontinuums, so gilt $\sigma = \sqrt{\sigma_L^2 - \sigma_B^2}$,

mit σ_B gleich der Signifikanz des Untergrundes. In Abb. 44a,b sind die Spektren für Plasma-Temperaturen 0.8 und 1.0 Mill. K, so wie sie bei Verwendung eines HRI als gemessene Daten vorliegen, aufgetragen. Die Signifikanzen der stärksten Linien sind in Tabelle VII zusammengestellt.

Tabelle VII Signifikanzen von Spektrallinien bei Verwendung eines HRI. Quelle: Temperatur $T=0.8/1.0$ Mill.K, Emissionsmaß $\int N_e^2 dv = 10^{53}$, Entfernung 10pc, Sonnenhäufigkeit der Elem.

Ion	$\lambda[\text{\AA}]$	$\sigma_{T=0.8}$	$\sigma_{T=1.0}$	$N_{T=0.8} : N_{T=1.0}$
Fe IX	83.0	30	29	1.07
Fe IX	103.0	22	22	1.00
Fe X	77.0	9.6	12	0.64
Fe X	97.0	15	31	0.23
Ni X	143/145	27	27	1.00
Ni XI	148.4	24	38	0.4
O VII	21.6	3.4	7.4	0.21
N VI	23.3/24.9	5.1	8.3	0.38
C IV	33.7	3.2	6.6	0.24
C V	40-42	5.1	6.4	0.6
S VII	52.0	9.5	8.4	1.28
S VIII	53.0	15	21	0.51
Si XI	55.1	6.8	16	0.18
Mg VIII	74.9	15	19	0.62
Si VIII + S VII	61.	30	34	0.78

Diese Werte verstehen sich allerdings unter Vernachlässigung von Hintergrundstrahlung und Rauschen des Detektors bzw. Verstärkers. Die Temperatur des als homogen und isotherm angenommenen Plasmas läßt sich relativ genau durch Vergleich der Fe X bzw. Ni XI mit den in diesem Temperaturbereich unveränderten Fe IX bzw. Ni X - Linien bestimmen. Fe X (97 $\text{\AA}$) erfährt eine Intensitäts-

änderung um einen Faktor 4, Ni XI ($148.4\text{\AA}$) um 2.5. Damit ist die Temperatur auf $2 \cdot 10^5 \text{K}$ genau mit großer Signifikanz feststellbar. Die anderen in der Tabelle aufgeführten Linien können zur Bestimmung der relativen Häufigkeiten von O, C, N, S, Si und Mg herangezogen werden.

Bei Plasmatemperaturen um 1 Mill. K konzentrieren sich die Linien auf einen Bereich zwischen $40\text{\AA}$ und $110\text{\AA}$. Der eigentliche Röntgenbereich ($\lambda \lesssim 45\text{\AA}$) besitzt nur wenige, schwache Linien von Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff. Aussagen über das Kontinuum, speziell über die Kante der Strahlungsrekombination bei $35\text{\AA}$ lassen sich nicht machen, da einerseits das Instrument in diesem Bereich zu unempfindlich und andererseits das Kontinuum im Vergleich zur Linienemission zu schwach ist.

Die Genauigkeit einer Messung hängt neben der Photonenstatistik auch von der Kenntnis der instrumentellen Eigenschaften ab. Es erscheint sinnvoll, wenn das Instrument bei einer bestimmten Wellenlänge mit der gleichen Genauigkeit bekannt ist, mit der eine Struktur aufgrund der Photonenstatistik gemessen werden kann. Dadurch ist ein Kompromiß zwischen der Verfälschung einer Messung durch die ungenaue Kenntnis der instrumentellen Parameter und dem Aufwand, diese Kenntnis zu erlangen, gegeben.

Bei Verwendung eines Proportionalzählers ist wegen seines geringeren Ortsauflösungsvermögens die Interpretation der Spektren nicht mehr ganz so einfach, da gemessene Strukturen sich meist aus mehreren Linien unterschiedlicher Elemente zusammensetzen. Daher kann die Bestimmung von Temperatur und Elementverteilung nicht mehr unabhängig voneinander erfolgen. Trotzdem wird gegenwärtig der Einsatz von Proportionalzählern wegen ihrer erheblich größeren Sensitivität diskutiert.

In Abb.46 a,b und c sind die Spektren für $T=1.0, 5.0, 12.0$ Mill.K bzw. gepunktet für um 20% geänderte Temperaturen dargestellt. Eine grobe Temperaturbestimmung ist durch den Vergleich der Gesamtintensität unterhalb und oberhalb von $45\text{\AA}$ möglich. Bei dieser Wellenlänge weist das Spektrum einen Einschnitt auf, der durch die Kohlenstoff K-Absorptionskante des Zählrohrfensters hervorgerufen wird.

Der spektrale Verlauf ist bei geringen Temperaturen durch die Linienemission zwischen $40\text{\AA}$ und $110\text{\AA}$ gekennzeichnet. Mit zunehmender Temperatur werden die Maxima geglättet, da der Anteil der Bremsstrahlung an der Gesamtintensität wächst und die Linienemission schwächer wird. Das Maximum der Bremsstrahlung zwischen $10\text{\AA}$ und $20\text{\AA}$ tritt deutlicher hervor; oberhalb von 12 Mill.K ist es soweit zu kurzen Wellenlängen hin verschoben, daß es bereits von der stark abfallenden Sensitivität des Instruments abgeschnitten wird. Linienemissionen sind nur noch zwischen $100\text{\AA}$ und $150\text{\AA}$ zu erkennen. Elementhäufigkeiten sind nicht zu ermitteln, die Temperaturbestimmung muß aus dem Verlauf des Kontinuums entnommen werden. Dieser Verlauf ändert sich bei Temperaturvariation allerdings nur relativ wenig, so daß das Instrument im Bereich $5\text{\AA} - 20\text{\AA}$ sehr genau ($\sim 5\%$) bekannt sein muß.

Bei 5 Mill. K lassen sich die Elementhäufigkeiten von O und Fe bestimmen, da einige Linien vom Kontinuum getrennt werden können. Bei $T=1$ Mill. K zeigt das Spektrum starke Variationen bei Änderung der Temperatur, so daß die physikalischen Parameter des Plasmas durch Anpassung an das gemessene Spektrum ermittelt werden können.

Es ergibt sich als Schlußfolgerung, daß der Einsatz von Proportionalzählern nur sinnvoll ist, wenn die Temperatur des beobachteten Plasmas kleiner als $5 \cdot 10^6$ K ist, da bei größeren Temperaturen Linien nicht mehr vom Kontinuum getrennt werden können.

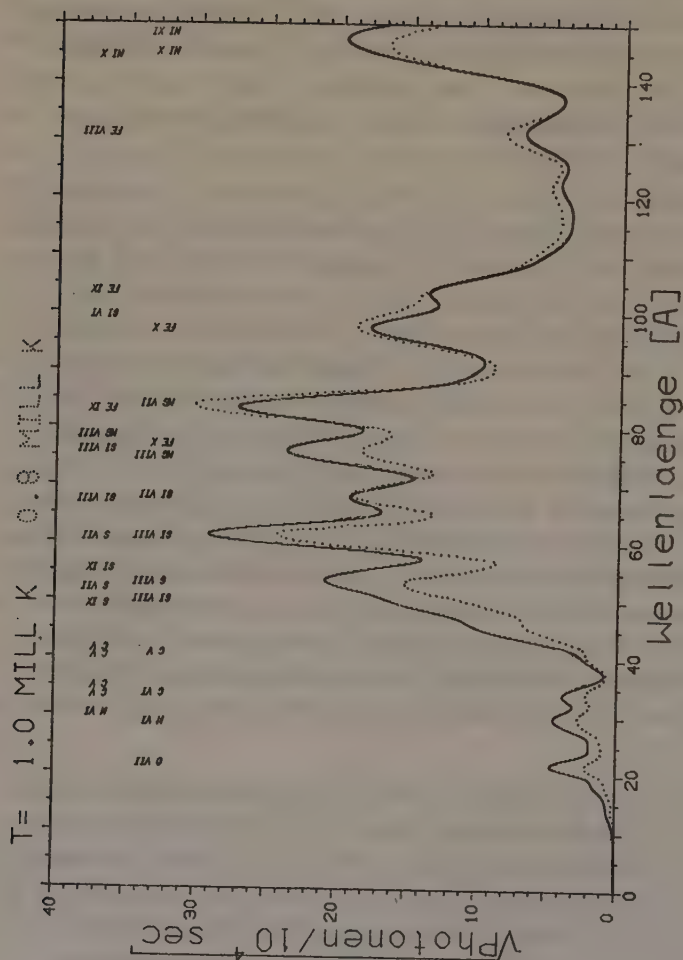


Abb.46a $\sqrt{\text{Zählrate}/10^4 \text{ sec}/0.2\text{\AA}}$ bei Beobachtung eines Plasmas mit einem Emissionsmaß $\int N_e^2 dv = 10^{53}$, einer Entfernung von 10 pc und einer Elementhäufigkeit entsprechend der Sonnenkorona. $T=1.0/0.8$ Mill. K
 Detektor: ortsempfindlicher Proportionalzähler

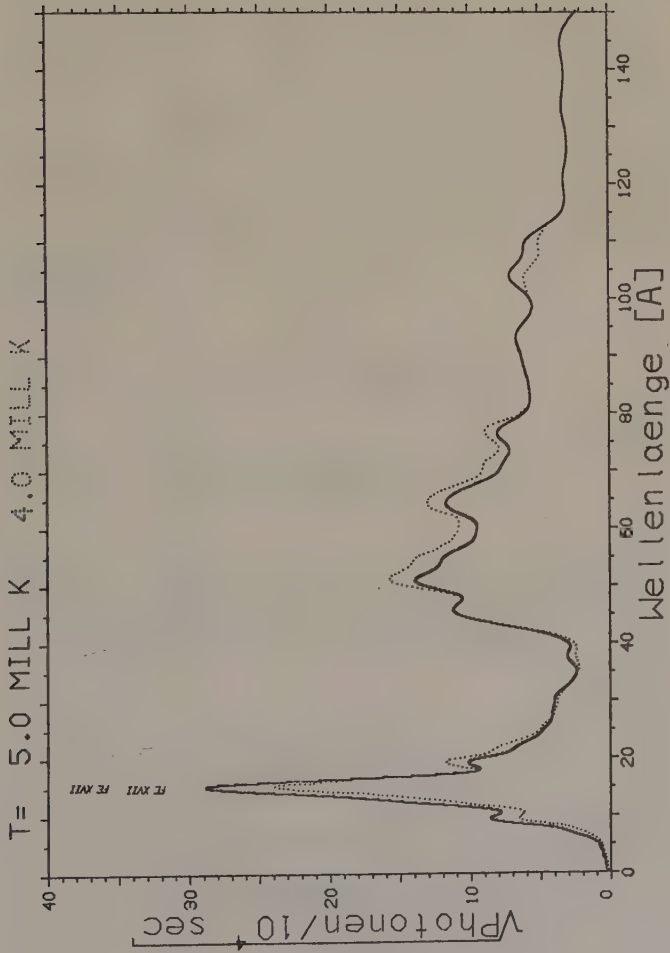


Abb.46b dto. wie 46a, aber T=5.0/4.0 Mill. K.

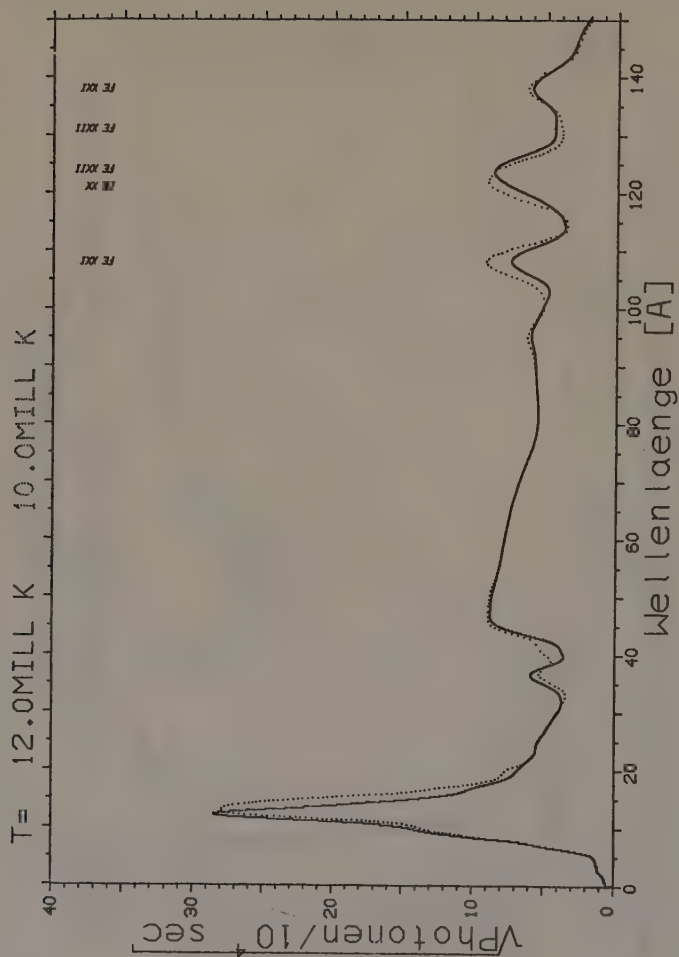


Abb.46c wie 46a, aber T=12.0/10.0 Mill. K.

F. Bestimmung des Brechungsindex von Gold

Die optischen Eigenschaften eines Materials, also sein Verhalten gegenüber elektromagnetischer Strahlung, wird durch die Angabe seines (komplexen) Brechungsindex beschrieben. Dieser resultiert nach der klassischen Dispersionstheorie aus der elektronischen Polarisierbarkeit des Materials. Dabei werden die Elektronen als elastisch an den Kern gebunden angesehen (harmonischer Oszillator); sie können durch ein äußeres elektrisches Wechselfeld zu gedämpften, erzwungenen Schwingungen angeregt werden. Für Real- und Imaginärteil des Brechungsindex gelten die Beziehungen:

$$\begin{aligned} \text{Re:} \quad n &= 1 + 2\pi N \frac{e^2}{m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \\ \text{Im:} \quad \beta &= 2\pi N \frac{e^2}{m} \frac{\gamma \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \end{aligned} \quad (54)$$

mit N = Elektronendichte, e = Elementarladung,
 m = Elektronenmasse, γ = Dämpfungskonstante,
 ω = Frequenz und ω_0 = Resonanzfrequenz.

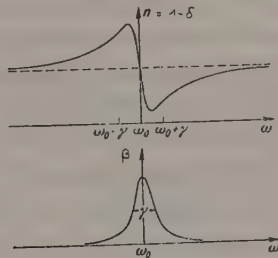


Abb.47 Verlauf von Realteil (n) und Imaginärteil (β) des Brechungsindex als Funktion der Kreisfrequenz in der Umgebung einer Resonanzfrequenz ω_0 .

Der Zusammenhang zwischen Real- und Imaginärteil wird in seiner allgemeinen Form durch die Kramers-Kronig-Beziehung (Philip et al., 1963) beschrieben.

Mit Hilfe dieser Beziehung ist es möglich, aus der experimentellen Bestimmung des Realteils den Imaginärteil oder umgekehrt auszurechnen. Bei sehr hohen Frequenzen (Röntgenbereich) ist die Beziehung im unmittelbaren Bereich der Resonanzstellen leider ungenau.

F.I. Bestimmung durch Absorption oder Reflexion

Zur Bestimmung des Brechungsindex im Röntgenbereich werden allgemein zwei verschiedene Methoden angewandt.

a) Messung der Reflektivität (Lukirskii et al., 1964): Durch den Intensitätsvergleich von einfallender und reflektierter Welle wird unter Anwendung der Fresnel-Formeln der Realteil n bestimmt. Der Imaginärteil β besitzt im Röntgenbereich wegen seiner geringen Größe relativ zu n kaum Einfluß auf die Reflektivität.

b) Messung der Absorption (Hagemann et al., 1974): Wegen $I_{\text{Trans}}/I_{\text{einf}} = \exp(-k\beta z)$ kann der Imaginärteil direkt durch Messung der transmittierten Strahlung bei Durchgang durch eine Folie mit bekannter Dicke z bestimmt werden.

Leider differieren die Ergebnisse teilweise von Autor zu Autor ganz erheblich. Bezüglich der Reflexionsmessungen werden dafür als Ursachen diskutiert:

- a) Dichteschwankungen des untersuchten Materials (Ershov et al., 1967)
- b) Kontamination der Oberfläche (Costa et al., 1978)
- c) Streuung infolge Mikrorauigkeit der Oberfläche (Aschenbach et. al., 1978)

Die Absorptionsmessungen genießen im allgemeinen ein größeres Vertrauen, die Schwierigkeit dabei liegt allerdings in der genauen Bestimmung der Foliendicke z . Auch Dichteschwankungen von Probe zu Probe sind wahrschein-

lich, da sowohl aufgedampftes als auch galvanisch aufgebracht Material nicht kompakt ist.

Wie schon mehrfach erwähnt, wurden für diese Arbeit zwei verschiedene Sätze Brechungsindizes verwendet, nämlich für $\lambda > 35\text{\AA}$ die von Hagemann et al. aus Absorptionsmessungen gewonnenen Werte, und für $\lambda < 35\text{\AA}$ die von Aschenbach. Letztere wurden auf folgende Weise ermittelt: Für die Berechnung von β wurden Absorptionsmessungen von Henke et al. (1974) benutzt. Der Realteil wurde unter Anwendung der Kramers-Kallman-Mark Theorie für anomale Dispersion (Compton et al., 1935) berechnet. Dabei wurde zur Bestimmung der Oszillatorstärken die Elektronenbesetzung nach dem Pauliprinzip, nicht aber quantenmechanische Korrekturfaktoren berücksichtigt. Dies führt zu Fehlern nur im Bereich der Absorptionskanten. Deren Wellenlängen wurden von Bearden (1967) übernommen. Die Ergebnisse zeigen gute Übereinstimmung mit Reflexionsmessungen, welche an unserem Institut an verschiedenen mit Gold bedampften Proben durchgeführt wurden (Aschenbach et al., 1979b).

F.II. Bestimmung durch Gittermessungen

Bei der Stegprofil-Bestimmung der Gitter D1, D2 und D3 wurde schon darauf hingewiesen, daß die aus den Messungen im EUV-Bereich gewonnenen Stegdicken um ca. 1.6mal kleiner sind, als Elektronenmikroskopaufnahmen dies zeigen. Daher wurden diese Aufnahmen dazu verwendet, um den Brechungsindex des Gittermaterials Gold aus den Effizienzmessungen (bei jetzt bekanntem Stegprofil) zu berechnen.

Um eine Photographie des Profils zu erhalten, wurde das Gitter in Epoxyharz eingebettet und anschließend gebrochen. Die abgebrochenen Stege ließen sich allerdings nicht direkt photographieren, da das Gold so weich ist, daß sich das Profil beim Brechen verändern würde. Daher

wurden die Goldreste weggeätzt, und das Negativprofil (die "Löcher") im Einbettmaterial photographiert. Diese Arbeiten wurden von der Firma Heidenhain ausgeführt.

Für jedes der drei Gitter standen Aufnahmen von ca. 20 Stegprofilen zur Verfügung. Da nicht alle Stege eines Gitters identisch waren, wurde gemittelt (Abb.48). Die Fehler in der Dickenbestimmung lagen bei 6% für D3, bei 12% für D1 und 16% für D2. Diese Fehler gehen in gleicher Größe in den Brechungsindex ein, da nach Gl. (27) bzw. (28) immer das Produkt (βz) bzw. (δz) auftritt.

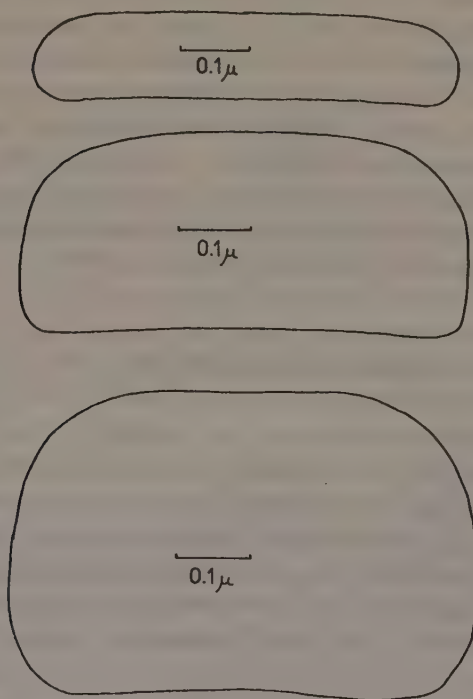


Abb.48 gemittelte Stegprofile für die Gitter D1, D2 und D3 (von oben). Die eingezeichneten Maßstäbe differieren, da die Aufnahmen nicht mit derselben Vergrößerung gewonnen wurden.

Um eine weitere Fehlerquelle, hervorgerufen durch die Bestimmung der auf das Gitter einfallenden Intensität, auszuschalten, wurden als Meßwerte nicht die Effizienzen, sondern die Verhältnisse der Effizienzen von erster, zweiter und dritter Beugungsordnung zur nullten für jede Wellenlänge herangezogen. Damit standen zur Bestimmung von β und δ 9 Meßwerte bei allen Wellenlängen zur Verfügung. β und δ wurden nun solange variiert, bis die Anpassung der theoretischen an die gemessenen Werte I^m/I^0 optimal, d.h. χ^2 minimal war.

Obwohl die Meßfehler, wie früher erwähnt, sehr klein waren, konnten sie dennoch stark eingehen, wenn die Stege fast opak waren oder die Phasenverschiebung $\cos(k\delta z)$ bei ≈ 1 lag, da dann Änderungen von δ kaum Einfluß auf die Effizienzen haben. Daher wäre es notwendig gewesen, für jeden Wellenlängenbereich Gitter mit jeweils optimaler Stegdicke zu besitzen. Dies war bei den verwendeten Gittern nicht der Fall, da ursprünglich gar nicht geplant war, die Messungen zur Bestimmung von Brechungsindizes zu benutzen.

In Abb. 49 sind die Ergebnisse im Vergleich zu den Werten von Hagemann et al. dargestellt. Abgesehen von den Strukturen im Verlauf von δ , die sich nur zum Teil mit O-Absorptionskanten identifizieren lassen, zeigen sich gegenüber den Werten von Hagemann et. al. deutliche Abweichungen, die im Mittel den schon vermuteten Faktor 1.6 ausmachen.

Der Vorteil in der Bestimmung des Brechungsindex aus den Gittermessungen liegt darin, daß Real- und Imaginärteil gleichzeitig gemessen werden können. Das Verfahren funktioniert besonders gut im Bereich der Absorptionskanten, wo andere Methoden die größten Fehler aufweisen. Da sich Gitter allerdings nicht beliebig dünn herstellen lassen ($z \geq 0.05 \mu\text{m}$) versagt unser Verfahren in Bereichen mit großer Absorption ($\lambda \geq 150 \text{Å}$).

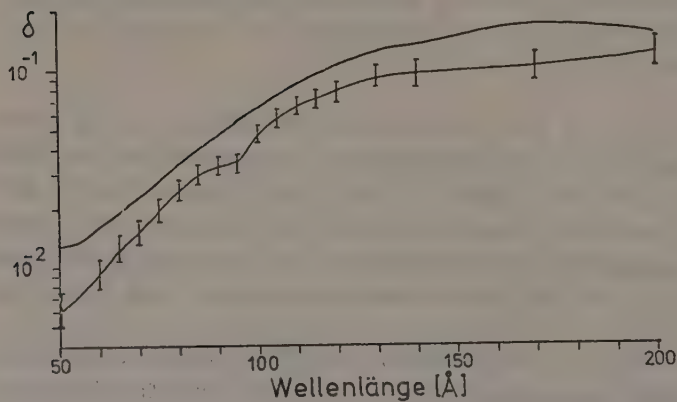
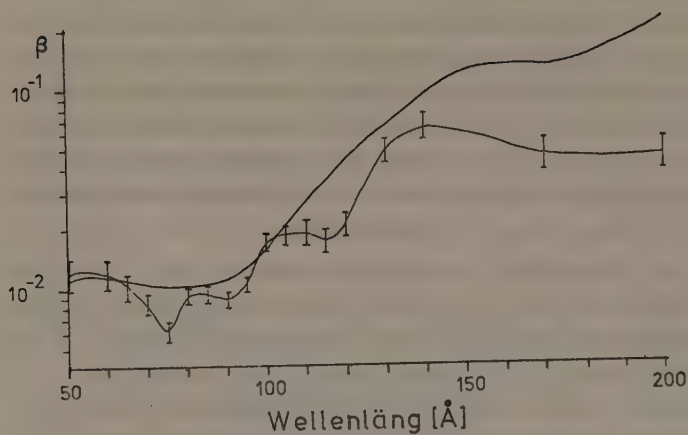


Abb.49 Verlauf von Imaginärteil (oben) und Realteil (unten) des Brechungsindex von Gold im Bereich 50-200Å. Aus den Gittermessungen gewonnene Werte mit Fehlerbalken zwischen 8% und 21%. Kurve ohne Fehlerbalken entspricht den Werten von Hagemann et al. (1974).

Zusammenfassung

Das Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik in Garching bei München plant für die kommenden Jahre ein Satellitenexperiment zur Erforschung kosmischer Röntgenquellen. Kernstück des Experiments ist ein großflächiges Wolterteleskop. Für spektroskopische Zwecke benötigt man ein zusätzliches dispersives Element.

Der Einsatz von freitragenden Transmissions-Beugungsgittern erlaubt in Verbindung mit Wolterteleskopen sensitive spektroskopische Untersuchungen mittlerer Auflösung ($\lambda/\Delta\lambda \sim 10^2$).

Vor einigen Jahren wurde an die Firma Dr. Johannes Heidenhain GmbH. in Traunreut eine Studie zur Herstellbarkeit solcher Gitter vergeben. In der Folgezeit gelang es, freitragende Transmissionsgitter mit 1000 l/mm und 2000 l/mm herzustellen.

Parallel dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit die röntgenoptischen Eigenschaften der Gitter theoretisch und experimentell untersucht. Von besonderem Interesse waren dabei die Effizienz sowie das in Verbindung mit den anderen Komponenten des Instruments erreichbare Auflösungsvermögen.

Das Auflösungsvermögen wird einmal durch Gitterfehler, andererseits durch Abbildungsfehler (Koma und Astigmatismus), welche durch die Kombination von Telekop und Gitter verursacht werden, beeinflusst. Es zeigte sich, daß Gitterfehler das Auflösungsvermögen kaum beeinträchtigen. Abbildungsfehler können durch eine entsprechende Montierung des Gitters im konvergenten Strahlengang hinter dem Teleskop weitgehend behoben werden.

Bei den Transmissionsgittern kann nur die erste Beugungsordnung zur Spektroskopie genutzt werden. Man ist daher daran interessiert, daß die Effizienz des Gitters bezüglich dieser Ordnung möglichst groß ist, und andere Ordnungen weitgehend unterdrückt werden, um die Interpre-

tation von gemessenen Spektren zu erleichtern. Die Effizienz der ersten Ordnung beträgt bei einem Gitter mit opaken Stegen und einem Steg-Lücke Verhältnis von 1:1 wellenlängenunabhängig 10.1%. Im Röntgenbereich wird die Effizienz wellenlängenabhängig, da die Stege teilweise transparent sind und die durch die Stege laufenden Wellen mit veränderter Amplitude und Phase zur Interferenz beitragen. Durch geeignete Wahl des Stegdicke kann die Effizienz über einen begrenzten Wellenlängenbereich gesteigert werden; erreicht wurden fast 20% bei $\lambda = 7\text{\AA}$.

An einer Reihe von einzelnen Gitterfacetten sowie einem kompletten Gitterring hinter einem Wolterteleskop wurden Effizienzmessungen durchgeführt. Gemessen wurde an den institutseigenen Teststrecken und einer Apparatur der Synchrotronstrahlungsgruppe bei DESY in Hamburg.

Alle Messungen konnten mit einem Modell, welches die Transparenz der Stege berücksichtigt, sehr gut erklärt werden. Größere Abweichungen ergaben sich nur aus der ungenauen Kenntnis des Brechungsindex von Gold, dem Gittermaterial. Daher wurde der Versuch unternommen, den Brechungsindex aus den Gittermessungen zu bestimmen. Dies ist möglich, wenn das Profil der Gitterstege z.B. durch Elektronenmikroskop-Photographie ermittelt werden kann. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß sowohl Real- als auch Imaginärteil gleichzeitig gemessen werden können. Es funktioniert besonders gut im Bereich von Absorptionskanten, wo andere Methoden die größten Fehler aufweisen.

Um die Möglichkeiten der Gitterspektroskopie für die Röntgenastronomie zu diskutieren, wurden die Emissionen eines heißen Plasmas berechnet. Dieses wurde als dünn angenommen, um Strahlungsabsorption vernachlässigen zu können. Berücksichtigt wurden im Bereich zwischen $1\text{\AA}$

und $150\text{\AA}$ Bremsstrahlung, Rekombinationsstrahlung und 633 Linien der zwölf häufigsten kosmischen Elemente. Durch die Definition der durch die Eigenschaften von Teleskop, Gitter und Detektor bedingten Übertragungsfunktion des Spektroskops konnten Modellspektren, so wie man sie bei Beobachtung kosmischer Röntgenquellen messen würde, berechnet werden. Anhand der Spektren wurde gezeigt, wie man, je nach verwendetem Detektortyp, Informationen über die physikalischen Parameter der Quelle (Temperatur, Elementhäufigkeit, Dichte und Größe) gewinnen kann.

Literaturverzeichnis

- Aschenbach, B. 1977, 1979 private Mitteilung.
 Aschenbach, B., Bräuninger, H. 1978, Jap. J. Appl. Phys., 17, 323.
 Aschenbach, B., Bräuninger, H., Ondrusch, A., Trümper, J. 1979 (b), SPIE, 184, 148.
 Aschenbach, B., Bräuninger, H., Stephan, K.H., Trümper, J. 1979 (a), SPIE, 184.
 Bearden, J.A. 1967, Rev. Mod. Phys., 39, 78.
 Beckmann, P., Spizzichino, A. 1963, "The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces", Pergamon Press.
 Beuermann, K.P., Bräuninger, H., Trümper, J. 1978, Appl. Opt. 17, 2304.
 Beuermann, K.P., Lenzen, R., Bräuninger, H. 1977, Appl. Opt. 16, 1425.
 Blochin, M.A. 1957, "Physik der Röntgenstrahlen", VEB Berl.
 Boivin, L.P., 1973, Opt. Comm., 9, 206.
 Born, M., Wolf, E. 1965, "Prinziples in Optics", Per. Press.
 Bräuninger, H., Einighammer, H.J., Feitzinger, J.V., Fink, H.H., Höhn, D.H., Kroops, H., Krämer, G., Mayer, U., Möllenstedt, G., Mozer, M. 1971 Sol. Phys., 20, 81.
 Bräuninger, H., Kraus, H., Dangschat, H., Beuermann, K.P., Predehl, P., Trümper, J. 1979 (b), Appl. Opt. 18, 3502
 Bräuninger, H., Predehl, P., Beuermann, K.P., 1979 (a), Appl. Opt., 18, 368.
 Burnight, T.H. 1949, Phys. Rev., 76, 165.
 Canfield, L.R., Hass, A., Hunter, W.R. 1964, J. de Physique, 25, 124.
 Compton, A.H., Allison, S.K. 1935, "X-rays in Theory and Experiment", D. Van Nostrand Comp., Inc.
 Costa, E., Auricemma, G., Boccaccini, L., Ubertini, P. 1978, Appl. Opt., 17, 621.
 Dietrich, H., Kunz, C. 1972, Rev. Sci. Instr., 43, 434.
 Dijkstra, J.H. 1976, Space Sci. Instr., 2, 363.
 Dijkstra, J.H., Lantwaard, L.J. 1975, Opt. Comm., 15, 300.
 Dijkstra, J.H., Lantwaard, L.J., Timmerman, C. 1978, COSPAR, Ed. Van der Hucht, G.S., Vaiana, Pergamon Press.
 Ershov, O.A. 1967, Opt. Spectr., 22, 252.
 Ershov, O.A., Brytov, J.A., Lukirskii, A.P. 1967, Opt. Spectr. 22, 66.
 Françon, M. 1966, "Diffraction, Coherence in Optics", Pergamon Press.
 Giacconi, R., Gursky, H. (Herausgeber) 1974, "X-ray Astronomy", Reidel Publ. Comp., Dordrecht/Nied.
 Giacconi, R., Reidy, W.P., Vaiana, G.S., Van Speybroek, L.P., Zehnpfennig, T.F. 1969, Space Sci. Rev., 9, 3
 Giacconi, R., Rossi, B. 1964, J. Geophys. Res., 65, 3019.
 Gursky, H., Zehnpfennig, T.F. 1966, Appl. Opt., 5, 875.
 Jenkins, F.A., White, H.E. 1957, "Fundamental in Optics", McGraw-Hill.
 Jordan, C. 1969, M.N.R.A.S., 142, 501.
 Härle, H. 1980, Dissert. Universität Tübingen.

- Hagemann, H.J., Gudat, W., Kunz, C. 1974, DESY SR 74/7.
 Henke, B.L., Eblis, E.S. 1974 in "Advances in X-ray Analysis", 17, 150.
 Henne, M. 1976, Diplomarbeit Universität Freiburg.
 Kato, T. 1976, Ap.J. Suppl., 30, 397.
 Kelly, R. 1978, Naval Research Laboratory Report 6648.
 Landini, M., Fossi, B.C. 1970, Astr.Ap., 6, 468.
 Lenzen, R. 1978 Dissert. Universität Tübingen.
 Lukirskii, A.P., Savinov, E.P., Ershov, O.A., Shepelev, Y.F. 1964, Opt. Spectr., 16, 168.
 Madden, R.P., Strong, J., "Concepts in Classical Optics".
 Moore, C.E. 1949 N.B.S.Circ. No.467, Vol.1
 Moore, C.E. 1952 N.B.S.Circ. No.467, Vol.2
 Philipp, H.R., Ehrenreich, H. 1964, J.Appl.Phys., 35, 1416.
 Pottasch 1967, Bull. Astr. Neth. 19, 113.
 Predehl, P., Aschenbach, B., Beuermann, K.P., Bräuninger, H., Trümper, J. 1978, Jap.J.Appl.Phys., 17, 445.
 Predehl, P., Beuermann, K.P., Bräuninger, H. 1979, (d) eingereicht bei Appl. Opt.
 Predehl, P., Beuermann, K.P., Bräuninger, H., Trümper, J. 1979 (a), Mitt. Astr. Ges. 48, 168.
 Predehl, P., Haelbich, R.P., Bräuninger, H. 1979 (b), Appl. Opt., 18, 2906.
 Predehl, P., Haelbich, R.P., Bräuninger, H. 1979 (c), DESY SR 79/11.
 Rudolph, D., Schmahl, G. 1969, Optik, 29, 577.
 Russel, P.C., Pounds, K.A. 1966, Nature, 209, 490.
 Sovinov, E.P., Lyakhonskaya, J.J., Ershov, O.A., Kovalyeva, E.A. 1970, 27, 179.
 Schnopper, H.W., Van Speybroek, L.P., Delvaille, J.P., Epstein, A., Källne, E., Bachrach, R.Z., Dijkstra, J., Lantwaard, L. 1977, Appl. Opt., 16, 1088.
 Sommerfeld, A. 1959, "Optik", Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig.
 Stroke, G.W. 1967, "Diffraction Gratings" in Handbuch der Physik, Hrsg. S. Flügge.
 Tucker, W., Koren, M. 1971, Ap.J. 163, 283.
 Vaiana, G.S. 1977, Space Sci. Instr., 3, 19.
 Van den Berg, P.M. 1971, Dissertation, Universität Delft, Niederlande.
 Van Speybroek, L.P. 1972, Space Sci. Instr., 13, 845.
 Van Speybroek, L.P., Chase, R.C. 1972, Appl.Opt., 11, 440.
 Walker, A.B.C. 1976, Space Sci. Rev., 13, 672.
 Wolter, H. 1952, Annal. der Physik, 10, 94.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. J. Trümper möchte ich für die Möglichkeit zu dieser Arbeit und sein stetes, förderndes Interesse an ihrem Fortgang danken.

Herrn Prof. Dr. H. Ruder danke ich für die Erstellung des Erstgutachtens.

Zu besonderem Dank bin ich Herrn Dr. H. Bräuninger für die intensive Betreuung verpflichtet.

Des weiteren danke ich Herrn Dipl. Phys. A. Ondrusch und Herrn K.H. Stephan für ihre Unterstützung bei den Messungen im Röntgenbereich sowie Herrn Dipl. Phys. R.P. Haelbich für seine Hilfe bei den Messungen am Deutschen Elektronensynchrotron DESY in Hamburg.

Ganz herzlich möchte ich mich auch bei Herrn Dipl. Phys. H. Kraus von der Firma Dr. Johannes Heidenhain GmbH. für die gute und erfolgreiche Zusammenarbeit bedanken.

Mit Rat und Tat halfen mir die Herren Prof. Dr. K.P. Beuermann, Dr. H.H. Fink, Dr. H. Härle, cand. phys. G. Hasinger und Dr. R. Lenzen.

Ihnen und allen anderen, hier nicht genannten, Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik, die mir in irgendeiner Weise geholfen haben, sei hiermit gedankt.

Lebenslauf

Ich wurde am 25.8.1950 in Düsseldorf geboren.

Meine Schulausbildung begann mit dem Besuch der Volksschule zunächst in Düsseldorf von 1957 - 1960, dann bis 1961 in Nürnberg.

Im gleichen Jahr trat ich in das humanistische Melancthon-Gymnasium in Nürnberg ein; dort machte ich 1970 mein Abitur.

Im Wintersemester 1970/71 begann ich mit dem Studium der Physik an der Universität Erlangen / Nürnberg.

Im Wintersemester 1972/73 unterzog ich mich der Diplom-Vorprüfung, im Wintersemester 1976/77 der Diplom-Hauptprüfung. Meine Diplomarbeit, durchgeführt an der Dr. Remeis - Sternwarte in Bamberg unter Prof. Dr. W. Strohmeier, lautete: "Untersuchung über Periodenvariationen bei Bedeckungsveränderlichen".

Seit April 1977 arbeitete ich in der Röntgengruppe des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik unter Prof. Dr. J. Trümper an meiner Dissertation.

